

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

ONDAS DE CHOQUE EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

TESIS QUE PARA OBTENER EL TITULO DE :
F I S I C O

PRESENTA :

JUAN AMÉRICO GONZÁLEZ ESPARZA

MEXICO, D.F.

JULIO 1991

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

UNA INTRODUCCION A LAS ONDAS DE CHOQUE EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

INDICE GENERAL

PREFACIO

PRÓLOGO

INTRODUCCIÓN A LA TESIS

CARACTERÍSTICAS DEL MEDIO INTERPLANETARIO (2)

- a) La corona y el viento solar
- b) El campo magnético interplanetario
- c) Características del viento solar

FENÓMENOS TRANSITORIOS EN LA ATMÓSFERA SOLAR (10)

- a) Ráfagas
- b) Protuberancias eruptivas
- c) Eyecciones de masa coronal

CAPÍTULO I : ONDAS DE CHOQUE HIDRODINÁMICAS

1.1 HIDRODINÁMICA (15)

- 1.1. a) Mecánica de fluidos

1.2 PROPAGACIÓN DE PERTURBACIONES INFINITESIMALES(17)

- 1.2. a) Ondas sonoras

1.3 ONDAS DE CHOQUE HIDRODINÁMICAS (21)

- 1.3. a) Propagación de perturbaciones finitas
- 1.3. b) Ecuaciones de Rankie - Hugoniot
- 1.4. c) Condiciones para ondas de choque normales

CAPÍTULO II : ONDAS DE CHOQUE MAGNETOHIDRODINÁMICAS

- 2.1 MAGNETOHIDRODINÁMICA (44)**
 - 2.1. a) Ecuaciones básicas
 - 2.2. b) Teorema de Alfvén

- 2.2 ONDAS MHD (50)**
 - 2.2. a) Ondas de Alfvén
 - 2.2. b) Ondas rápidas y lentas
 - 2.3. c) Observaciones en el medio interplanetario

- 2.3 DISCONTINUIDADES EN FLUJOS MAGNETOHIDRODINÁMICOS(65)**
 - 2.3. a) Discontinuidad de superficie de contacto
 - 2.3. b) Discontinuidad tangencial
 - 2.3. c) Onda de choque

- 2.4 ONDAS DE CHOQUE MAGNETOHIDRODINÁMICAS (70)**
 - 2.4. a) Ecuaciones de Rankine-Hugoniot MHD
 - 2.4. b) Choques rápidos
 - 2.4. c) Choques lentos
 - 2.4. d) Observaciones en el medio interplanetario

CAPÍTULO III : ONDAS DE CHOQUE EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

- 3.1 ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETARIAS (85)**
 - 3.1. a) Dos flujos solares que pueden generar choques
 - 3.1. b) Observaciones de choques interplanetarios
 - 3.1. c) Nubes de plasma/ nubes magnéticas
 - 3.1. d) incrementos de He

- 3.2 MODELACIÓN DE CHOQUES INTERPLANETARIOS (100)**
 - 3.2. a) Método de la autosimilaridad.
 - 3.2. b) Solución numérica

- 3.3 EL PROBLEMA DEL ORIGEN DE LOS CHOQUES INTERPLANETARIOS (111)**

- CONCLUSIONES (115)**

- Apéndice I : algunas propiedades del Sol y del viento solar. (118)**

- Bibliografía por capítulos y referencias (120)**

INTRODUCCION

CARACTERÍSTICAS DEL MEDIO INTERPLANETARIO

"La superficie de la Tierra es la orilla del océano cósmico. Desde aquí hemos aprendido la mayor parte de lo que sabemos. Recientemente nos hemos adentrado un poco dentro del océano, vadeando lo suficiente como para mojarnos los dedos de los pies, o como máximo para que el agua moje nuestros tobillos. El agua parece que nos invita a continuar. El océano nos llama. Hay alguna parte de nuestro ser que sabe que de ahí hemos venido. Deseamos retornar."

Carl Sagan, Cosmos.

Por mucho tiempo el medio interplanetario ha sido un misterio para el hombre que desde la Tierra ha especulado sobre sus propiedades. Es el inicio del gran océano cósmico que contemplamos maravillados desde la playa llamada Tierra. Se le consideraba vacío ¿qué podía haber ahí? sin embargo desde finales del siglo pasado ya se pensaba que el medio interplanetario era un medio transmisor que conectaba fenómenos solares con fenómenos terrestres. Sin embargo, todas las teorías sobre el medio interplanetario siguieron siendo especulaciones, y su estudio comenzó en realidad cuando fueron lanzadas las primeras naves espaciales a navegar en él verificando su presencia y midiendo sus propiedades.

a) La corona y el viento solar

Durante el próximo eclipse total de Sol que tendremos la oportunidad de vivir (11 de julio 1991), cuando la Luna cubra completamente la fotosfera, un fino halo de luz blanca aparecerá en el cielo recientemente oscurecido. Esta es la corona solar y es la parte más externa de la atmósfera del Sol, así como el enlace entre el Sol y el medio interplanetario (ver. figura (1)).

Hasta hace menos de 50 años se pensaba que la corona, por ser la capa más externa del Sol, debería ser la más fría. Sin embargo, para sorpresa de casi todo mundo, la corona resultó tener una temperatura muy alta, del orden de 1 millón de grados, y todos los métodos conocidos que se han empleado para determinar su temperatura coinciden en un valor tan grande (En el apéndice 1 aparece una tabla que resume algunas características del Sol y de sus capas).

Con una temperatura tan elevada, todo el material de la corona se

encuentra ionizado y el gas caliente de la corona no se queda confinado en una capa alrededor del Sol sino que se expande, y es a esta corona solar en expansión a la que llamamos "viento solar". Los primeros modelos macroscópicos del medio interplanetario, fueron modelos hidrodinámicos que

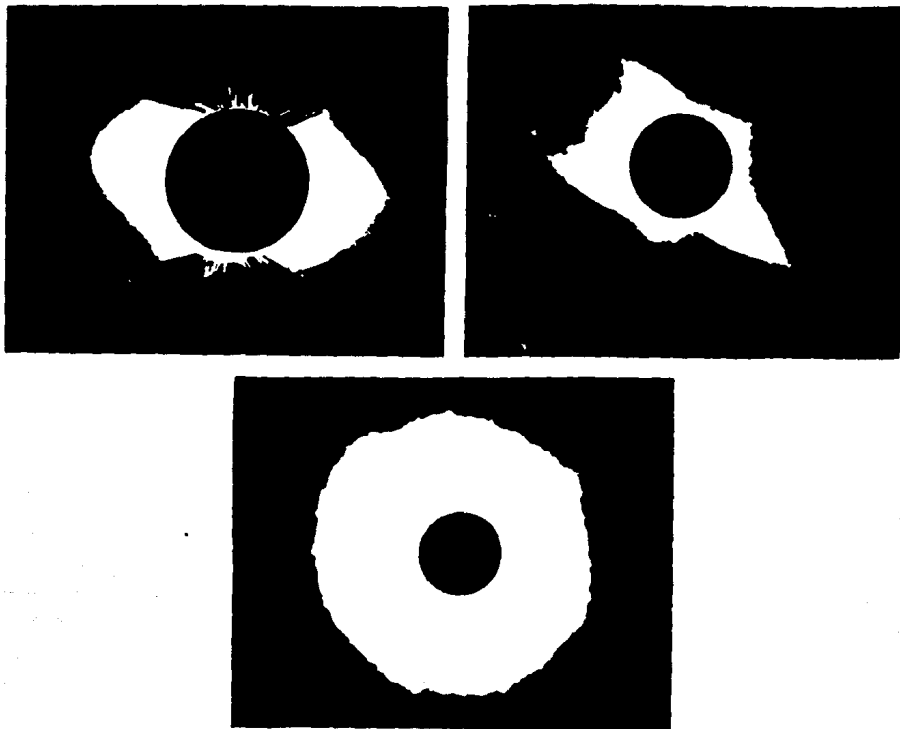


Fig.(1) Fotografías de la corona. La fotografía inferior muestra su estructura típica durante el máximo. La fotografía superior izquierda muestra su forma típica durante el mínimo. [tomada de 10 years Helios, 1984]

dieron resultados sorprendentemente buenos, como el hecho de predecir que el medio interplanetario estaba permeado por un flujo supersónico que se alejaba del Sol .

*Una descripción de estos primeros modelos puede encontrarse en la comunicación técnica "El viento solar y la heliosfera" de X. Blanco, IGFUNAM, 1990.

El viento solar, como lo bautizó Parker, fue detectado por el satélite soviético Lunik III en 1959 y su presencia se confirmó más tarde por las sondas soviéticas y norteamericanas que fueron enviadas a Venus. Con esto quedó demostrado que la corona solar está escapando continuamente del Sol produciendo un viento solar que barre el medio interplanetario a velocidades enormes (300 - 800 km s⁻¹) que usualmente exceden las velocidades características de las ondas MHD por un factor de 10 (ver apéndice I). Este viento está constituido por el plasma coronal, formando esencialmente de protones y electrones libres. A la distancia de 1 unidad astronómica su densidad oscila entre 10 y 100 partículas por cm³, un vacío del orden del más alto que el que puede tenerse en algún laboratorio terrestre y que sin embargo, es muy capaz de hacer notar no sólo su presencia, sino sus efectos.

¿Qué impulsa al viento solar?, esto es, cómo es que el viento solar que nace en la atmósfera baja del Sol, partiendo prácticamente del reposo, comienza entonces a acelerarse conforme se aleja del Sol hasta alcanzar velocidades supermagnetosónicas. Parker (1958) demostró que la expansión de la corona tenía que darse, sin embargo, no se ha podido explicar del todo su evolución conforme se expande en el medio interplanetario. ¿Cómo es que siendo la capa más externa de la atmósfera solar está tan caliente?, es otra pregunta vigente en el estudio del viento solar.

¿Qué distancia hay del Sol a la Tierra?. Si contestáramos cero la respuesta sería completamente válida. Los dos cuerpos están, realmente, en contacto el uno con el otro mediante sus respectivos campos magnéticos. Vivimos, y todo el sistema solar en su conjunto, inmersos en la atmósfera del Sol.

El medio interplanetario impregnado de una atmósfera solar en expansión se comporta como un fluido pese a ser un plasma sin colisiones. Esto lo convierte en un laboratorio único para el estudio de las perturbaciones que pueden propagarse en un plasma sin colisiones como son las ondas MHD de grandes amplitudes y las discontinuidades magnetohidrodinámicas que se discuten en el capítulo II. El estudio de éstas en el medio interplanetario nos puede proporcionar respuestas sobre el origen y la dinámica del viento solar y quizá sobre el Sol mismo, ya que las ondas MHD transportan energía y momento, y por lo mismo si éstas se producen cerca del Sol pudieran tener una influencia activa en la aceleración y en el calentamiento del viento solar.

b) Hoyos coronales

Hay una línea espectral particularmente importante en la observación de la corona, la línea verde del Ca (8500 Å) que ha tenido una gran importancia primero para el reconocimiento y posteriormente para el estudio de la corona. Fue mediante la observación de ésta que Waldmeir descubrió en 1957 los hoyos coronales. Sin embargo, estos no fueron fenómenos de gran interés hasta los años setentas cuando se estableció que los hoyos coronales son regiones de baja densidad en la corona y se encontró que los campos magnéticos en los hoyos tienen una sola polaridad y emergen del Sol como líneas "abiertas", las cuales se extienden muchos más allá de la Tierra antes de conectarse con la región correspondiente de polaridad opuesta.

Krieger et al (1973), observado en imágenes de rayos X suaves, fueron los primeros en identificar un hoyo coronal como la fuente de las corrientes recurrentes de viento solar de alta velocidad que eran detectados en el medio interplanetario por sondas espaciales.

Los hoyos coronales son una de las estructuras de mayor tamaño y de más larga vida en la faz del Sol. Son fenómenos predominantemente coronales pues su contraste es mayor en la radiación que se origina en la corona (rayos X, ultravioleta y radioondas). Los hoyos polares, que son aquéllos que se desarrollan en los polos del Sol alrededor del mínimo de actividad solar, son los que llegan a alcanzar tamaños mayores (en la fotografía superior izquierda de la figura (1) pueden apreciarse los dos enormes hoyos coronales característicos del mínimo de actividad solar). Los hoyos polares pueden cubrir, entre ambos, casi un cuarto del área superficial total del Sol y uno de ellos puede en ocasiones, poseer lengüetas que se extienden aún hasta el otro hemisferio. Hacia el máximo de la actividad solar, los hoyos coronales polares reducen su tamaño y eventualmente desaparecen algunos años, mientras que aparecen pequeños hoyos coronales a latitudes bajas [Bravo, 1988(b)].

Las líneas de campo de un hoyo coronal son abiertas, en contraste con la corona normal (quieta) en la que los campos magnéticos son cerrados, y su polaridad normalmente coincide con la polaridad del campo general del hemisferio en que se encuentran. Munro y Jackson (1977) estudiaron el hoyo coronal polar norte en las fotografías del vehículo espacial Skylab y encontraron que tenía una forma de tobera axialmente simétrica y a la altura de tres radios solares tenía un área transversal siete veces mayor que la

que hubiera tenido si el hoyo se expandiera radialmente*.

De las observaciones del medio interplanetario se ve que el viento solar está estructurado en corrientes. Una corriente de viento solar es una estructura coherente que tiene un perfil característico de temperatura, densidad, velocidad y campo magnético a la altura de la Tierra. Los hoyos

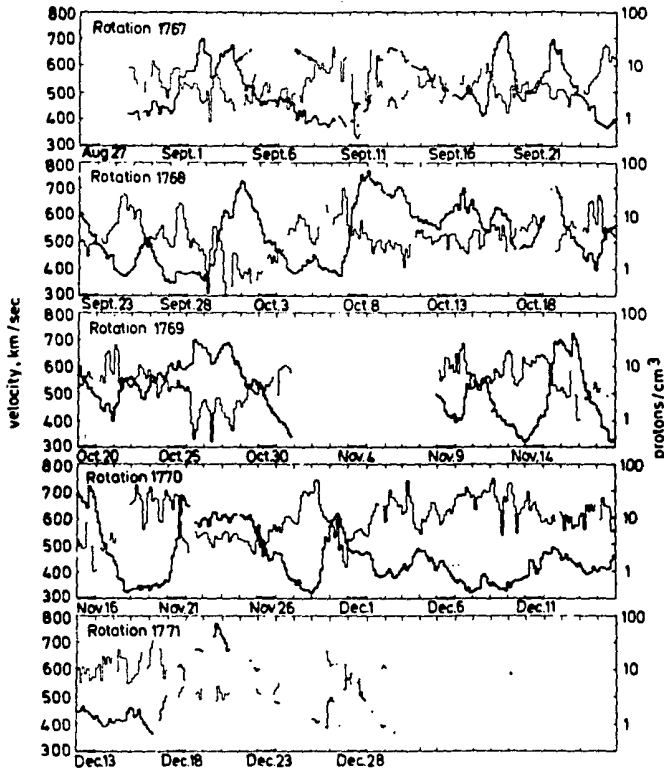


Fig. (2) Registros obtenidos por el Mariner 2 de velocidad y de densidad del viento solar. La velocidad se muestra a la izquierda y la densidad a la derecha [tomada del Hundhausen, 1972]

coronales son fuentes de corrientes de alta velocidad y si son muy estables esta corriente rota con el Sol cruzando la Tierra recurrentemente con un período sinódico de 27.1 días, que es el período ecuatorial de la fotosfera.

La figura (2) muestra uno de los primeros registros de velocidad de densidad

* Un trabajo reciente de Bravo y Mendoza (1989) ha mostrado que este factor de divergencia para el hoyo coronal es de solo cuatro veces mayor, pero aún así, es evidente su gran divergencia.

obtenidos del medio interplanetario, donde podemos observar los altos valores entre los cuales varía la velocidad del viento solar con los perfiles recurrentes de velocidades altas y bajas.

c) El campo magnético interplanetario

El viento solar es un gas que tiene una conductividad eléctrica muy grande. Eso significa que al fluir conforme se aleja del Sol arrastra consigo las líneas del campo magnético que se encuentran establecidas en él (el teorema de Alfvén se discute en el capítulo II). El viento solar produce que el campo magnético del Sol sea transportado por el viento hacia el medio interplanetario, "estirando" las líneas de campo magnético que de otra manera se cerrarían cerca del Sol.

Los magnetómetros transportados por los vehículos espaciales, mostraron que el campo magnético se mueve con el plasma. Sin embargo, las líneas de flujo magnético no son paralelas a la dirección del movimiento del viento solar. Mientras que el plasma se expande prácticamente en forma radial alejándose del Sol, las líneas magnéticas unidas a su fuente solar se van torciendo de manera que forman un ángulo del orden de unos 45° con respecto a la dirección radial a la altura de la órbita de la Tierra.

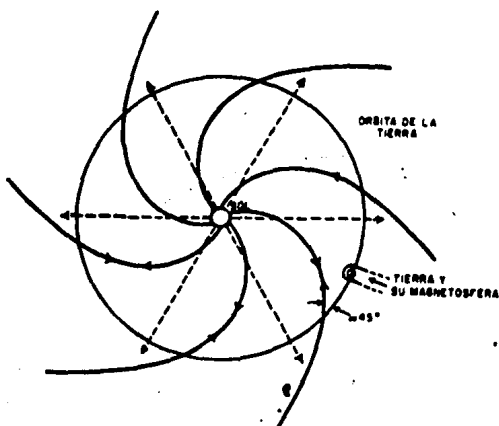


Fig.(3) El viento solar y el distante campo magnético del Sol. Las líneas de trazos representan el movimiento radial de las partículas individuales del viento solar, en tanto que los arcos de línea continua representan la estructura del campo magnético. (figura tomada de Smith, 1969).

De los primeros registros obtenidos de las naves espaciales se obtuvo el primer modelo cualitativo de la estructura del campo magnético en el medio interplanetario. Si el Sol no girara, sería de esperarse que la configuración de las líneas del campo magnético transportadas por el viento solar fuera radial. Sin embargo, la velocidad angular del Sol produce que las líneas se curven, ya que éstas siguen unidas a su origen que rota con el Sol. Un modelo cualitativo de la configuración del campo magnético en el medio interplanetario sobre el plano de la eclíptica se muestra en la figura (3) que es conocida como la espiral de Arquímedes. Un Sol idealizado rota con una velocidad angular Ω , en el sentido inverso a las manecillas del reloj, mientras está expulsando plasma el cual emerge con una velocidad radial v_r (la velocidad radial es mucho mayor que velocidad tangencial que le da el Sol por el hecho de estar rotando, es por ello que esta última se desprecia y se considera solamente que el plasma expulsado se aleja radialmente). El plasma completamente ionizado, que es expulsado radialmente por el Sol, acarrea consigo la configuración magnética de su fuente. Es así que mientras el viento solar se aleja radialmente de su génesis las líneas magnéticas unidas al Sol se tuercen conforme rota éste.

El estudio de los hoyos coronales así como la evolución misma de las observaciones del campo magnético interplanetario mostraron que la estructura del campo magnético del medio interplanetario tiene una geometría complicada. Regiones de polaridades distintas y regiones de campos magnéticos irregulares, éstas características surgen del Sol y son transmitidas al medio interplanetario por el viento solar, de modo de que el campo magnético en el medio presenta zonas de diferentes polaridades y se pueden registrar en él un gran número de irregularidades magnéticas que varían de frecuencia e intensidad dependiendo de la actividad solar.

El simple modelo de la espiral de Arquímedes mostrado en la figura (4) no es suficiente para explicar el campo magnético interplanetario. Todas las observaciones que hasta ahora hemos realizado se hecho sobre la eclíptica, pero el estudio de los hoyos coronales nos ha mostrado la necesidad de medir en otras latitudes ya que el medio interplanetario tiene evidentemente una estructura tridimensional. La nave espacial Ulysses, lanzada el año pasado por la agencia europea espacial (ESA), va a orbitar en un plano casi perpendicular a la eclíptica y puede propocionar muy importante información para el estudio del Sol y del viento solar. La figura (4) muestra cualitativamente la estructura magnética del medio interplanetario debida a

los hoyos coronales, este es ya un modelo tridimensional de la estructura magnética del medio interplanetario y se conoce como "la falda de la bailarina". En la figura se tienen hoyos coronales polares (norte y sur) y

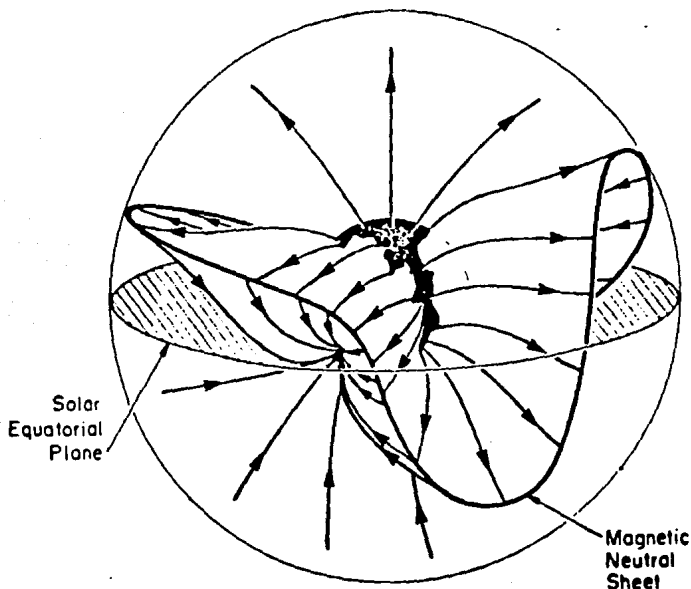


Fig.(4') La figura muestra el campo magnético interplanetario que nace en los hoyos coronales. La estructura global del campo magnético del Sol está dividida en líneas que salen del Sol (+) y líneas que entran (-). Algunas líneas se cierran cerca del Sol formando los cascos coronales. En la frontera entre ambas polaridades está la hoja neutra. [tomado de 10 years Helios, 1984].

entre estas dos regiones ocurren campos magnéticos cerrados. Podemos observar como la órbita de la Tierra pasa a través de regiones abiertas y regiones cerradas divididas por la hoja neutra y es de esta forma que se obtienen registros alternantes de sectores (+) y (-) por los vehículos espaciales. A la frontera entre las regiones de polaridad opuesta se le llama hoja neutra la cual es constantemente mapeada y se estudia actualmente.

d) Características del viento solar

El viento solar consiste en promedio de un 95 % de iones de hidrógeno (protones) y un 4 % de iones de helio (partículas α), con sus respectivos

electrones liberados del enlace iónico, y otros núcleos más pesados no totalmente ionizados. La velocidad del viento solar cambia bruscamente; sin embargo promedia alrededor de los 300 km/s (corrientes de viento solar lento) y los 500 km/s (corrientes de viento solar rápido). La tabla que aparece en el apéndice I muestra las características generales del viento solar medidos en la eclíptica a la altura de la Tierra.

FENÓMENOS TRANSITORIOS EN LA ATMÓSFERA SOLAR

La atmósfera solar tiene un comportamiento irregular y se muestra altamente dinámica. Estas irregularidades deben de alguna manera transmitirse al viento solar. Manifestaciones de corta duración y de ocurrencia esporádica suceden en la atmósfera baja y la superficie del Sol. Estos fenómenos son conocidos como fenómenos transitorios, de los cuales los más importantes y característicos son las ráfagas, las erupciones de protuberancias, y las eyecciones de masa coronal, que están asociados con grandes movimientos de masa y de energía.

a) Ráfagas

Las más violentas manifestaciones de la actividad solar son las ráfagas, enormes explosiones que suelen durar desde unos minutos hasta una hora o más y que expulsan una gran cantidad de energía. Generalmente la duración de una ráfaga se encuentra en el intervalo de 20m-70m y las ráfagas grandes disipan en promedio 10^{28} erg por segundo. Estas ocurren en las regiones activas asociadas con las manchas, en especial con grupos grandes de manchas, y todavía no está bien entendido el mecanismo físico que las dispara y libera energías tan altas [Bravo,1988].

A pesar de toda esta energía liberada y que las ráfagas se identifican por la emisión en la línea H α (rojo), las ráfagas raras veces son visibles ya que la explosión ocurre en la cromosfera y casi toda la energía que se emite aquí y en la corona emana principalmente en ondas de radio y UV, solamente eventos muy grandes son observables en el visible. La energía liberada por una ráfaga grande es aproximadamente de 10^{32} ergs en un intervalo de 20 minutos.

Durante el estallido de una ráfaga intensa se lanzan hacia la corona electrones a velocidades del orden de 1/3 de la velocidad de la luz y ahí

producen emisiones de radioondas de diferentes tipos. También se lanzan electrones hacia abajo del área de la explosión y éstos se sumergen en la fotosfera produciendo estallidos de rayos X y de microondas. Además de esto, al estallar una ráfaga se generan veloces nubes de plasma que se lanzan hacia la corona, perturbándola y provocando otras emisiones de radio, y hasta hace poco se creía que este plasma rápido salía de Sol y se propagaba por el medio interplanetario.

b) Protuberancias eruptivas

Inmersas en la corona baja aparecen ocasionalmente unas densas nubes de plasma (de cien a mil veces más que la corona) y con temperaturas de 10^4K que por su color, densidad y temperatura se asemejan a la cromosfera solar y se conocen como protuberancias solares. Grandes chorros de material se levantan y se arquean y pueden permanecer suspendidos durante semanas y aun meses gracias a la presencia del campo magnético que inhibe el flujo de calor a otras regiones [Bravo,1988(a)].

Las observaciones parecen indicar que la configuración necesaria para la existencia de un filamento (protuberancia), y probablemente para su formación, es que la componente vertical del campo magnético local tenga sentidos opuestos a cada lado del filamento en cuestión. Esto nos indica que la configuración del campo magnético en la superficie del Sol tiene un papel muy importante en su actividad. Las protuberancias suelen desaparecer por disolución lenta o por una transformación eruptiva, este último caso es de particular importancia para el objetivo del trabajo ya que la masa perdida por el Sol en una protuberancia eruptiva se estima en unos $2 \times 10^{15}\text{g}$ y la energía involucrada en unos 10^{30}ergs [Ballester y Kleczek,1985].

c) Eyecciones de masa coronal (EMC)

Las eyecciones de masa coronal son la expulsión súbita de densas nubes de plasma magnetizado desde la atmósfera exterior del Sol. Tienen la característica de que rompen temporalmente la estructura magnética de la corona y por eso se conocen como transitorios coronales. Howard et al (1985) estudiaron casi 100 tipos diferentes de EMC e hicieron una clasificación de diez estructuras diferentes, en donde, pese a que en general es posible que la estructura cambie de forma conforme se desplaza en la corona, podemos

asignarle una de estas clases.

Las EMC están asociadas frecuentemente a otras manifestaciones de la actividad solar. Algunos de estos fenómenos pueden ser consecuencia de las EMC pero otros están relacionados con su origen. Entre los fenómenos asociados a las EMC están las ráfagas y las protuberancias eruptivas, algunos tipos de emisiones electromagnéticas en la corona, las ondas de choque y las emisiones de radio en el medio interplanetario [Bravo,1989].

ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETARIAS

El estudio de las ondas de choque en el medio interplanetario es un campo reciente. Su reconocimiento como un fenómeno transitorio en el viento solar data de principios de los setentas. Su estudio ha sido paralelo al del viento solar donde las ondas de choque son parte clave para entender su dinámica. La tesis pretende mostrar cómo el estudio de las perturbaciones que viajan a través de un medio, y en particular las ondas de choque, muestran características tanto de su origen como del medio en el cual se están propagando. El medio interplanetario está permeado por un plasma muy caliente en expansión, en el cual ocurren diversos tipos de perturbaciones debidas a la dinámica del Sol, en especial una muy violenta y característica son las ondas de choque que tienen particular importancia por ser fenómenos que se observan con frecuencia y envuelven grandes cantidades de masa y energía, de hecho la primera motivación para estudiar las ondas de choque viajeras en el medio interplanetario fueron los efectos que producen al pasar por la Tierra.

La interacción de flujos solares rápidos con flujos lentos produce en ocasiones gradientes de presión lo suficientemente intensos como para formar ondas de choque que se propagan alejándose del Sol. Cuando los planetas o cuerpos celestes son "empujados" por el viento solar, esto es, el encuentro del flujo del viento solar con los campos magnéticos de los planetas (ó con los cuerpos diamagnéticos interplanetarios) forma también ondas de choque. Sin embargo, pese al interés de este tema, no se va a desarrollar en la tesis debido a que rebaza los objetivos trazados en el trabajo. En particular la tesis se enfoca a las perturbaciones que se propagan a través del medio interplanetario, de las cuales las más violentas y espectaculares son las ondas de choque. La tesis tiene como objetivo reseñar el desarrollo del estudio de las ondas de choque que son originadas por el Sol y se

propagan a través del medio interplanetario: cómo son, cómo se han modelado y cuales son sus posibles orígenes.

La tesis es un intento de dar una reseña coherente del desarrollo del estudio de los choques transitorios en el medio interplanetario. Espero que sirva de introducción para alguna persona que en el futuro desee conocer y decifrar la "música del Sol".

ONDAS DE CHOQUE HIDRODINAMICAS

1.1 HIDRODINÁMICA

En este capítulo vamos a discutir las perturbaciones que se propagan a través de un fluido, qué le ocurre a éste durante y después del paso de una onda. El medio interplanetario a gran escala se comporta aproximadamente como un fluido, de hecho, los primeros modelos que se plantearon para describir el medio interplanetario fueron hidrodinámicos. El objetivo de este primer capítulo es mostrar los resultados fundamentales del estudio de la propagación de perturbaciones en un fluido. Lo cual está directamente relacionado con el estudio de las perturbaciones en el medio interplanetario.

En un principio vamos a mostrar las ecuaciones básicas de la mecánica de fluidos*, revisaremos brevemente las ondas de amplitud infinitesimal, esto es, las ondas sonoras, donde he tratado de hacer énfasis en algunas propiedades de estas ondas, remarcando las suposiciones necesarias para obtener un comportamiento lineal y las propiedades que van a romper este comportamiento. Posteriormente se desarrollan los resultados básicos de las ondas de choque hidrodinámicas. El capítulo trata de dar respuesta a preguntas como : ¿Porqué se pierde el comportamiento lineal y la perturbación comienza a empinarse?; ¿Cómo es que la onda cambia al fluido?; ¿Qué es una onda de choque?; ¿Cuáles son las características de las ondas de choque hidrodinámicas?. Estas preguntas son parte de la física fundamental de las ondas de choque que se observan en el medio interplanetario.

1.1 a) Ecuaciones hidrodinámicas

En un fluido continuo las moléculas individuales de éste se ignoran y se supone que consiste de un medio material continuo, a cada punto le corresponde un único valor de las llamadas variables de campo : 1) densidad; 2) presión; 3) velocidad; 4) temperatura; 5) viscosidad; y 6) conductividad térmica. Ocho variables en total que una teoría completa de la hidrodinámica habría de especificar como funciones del espacio y del tiempo. Generalmente

* Es importante que el lector tenga conocimiento tanto de la teoría elemental de ondas, el libro de Crawford (1968) y el libro de Feynmann (1977) me fueron muy útiles, así como de las ecuaciones básicas de la hidrodinámica (el libro de Currie (1974)).

no se toman en cuenta la viscosidad ni la conductividad térmica, con lo que el flujo se transforma en no viscoso y adiabático así el sistema de ecuaciones se simplifica considerablemente.

Las ecuaciones que gobiernan el movimiento de un fluido no viscoso para el cual no hay fuerzas de cuerpo son^{*} :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla(P) \quad (1.2)$$

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \epsilon = -P \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \left(k \nabla(T) \right) \quad (1.3a)$$

$$P = P(\rho, T) \quad (1.4)$$

$$\epsilon = \epsilon(\rho, T) \quad (1.5)$$

La primera ecuación representa la conservación de la masa, la segunda es la ecuación de movimiento para un elemento del fluido ó ecuación de Euler, la tercera es la ecuación de energía y las dos últimas ecuaciones son la ecuación de estado del fluido y la de energía interna, las cuales representan un conjunto de siete ecuaciones escalares para siete variables desconocidas \mathbf{u} , P , ρ , ϵ y T , esto es, la velocidad, la presión, la densidad, la energía interna y la temperatura.

La ecuación de energía (1.3a) se puede expresar de manera conveniente a partir de eliminar el término de conducción de calor. La ecuación de energía se reduce entonces a

$$\rho \frac{D\epsilon}{Dt} = \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \epsilon = -P \nabla \cdot \mathbf{u} \quad ,$$

y si además, el fluido es un gas perfecto^{*} la energía interna solo depende

** Una derivación sencilla de estas ecuaciones puede encontrarse en el libro de Currie (1974) [ver bibliografía].*

** Su ecuación de estado es muy simple $P (1/\rho) = (R/\mu) T$ donde $R=8.314 \times 10 \text{ erg/}^\circ$ y μ es el peso molar.*

de la temperatura

$$c = C_v T$$

$$w = C_p T$$

con las relaciones anteriores y utilizando la ecuación de la conservación de masa (1.1) es fácil mostrar que la ecuación de energía térmica puede escribirse de la manera siguiente:

$$P/\rho^\gamma = \text{cte a lo largo de cada línea de corriente} \quad (1.3b)$$

(donde $C_p - C_v = R$ y $\gamma = C_p/C_v$). Este último resultado es la ley isentrópica para procesos termodinámicos, que se aplica cuando el fluido no es viscoso y la conducción de calor no se toma en cuenta. Esta afirmación significa que el flujo es adiabático y la ausencia de viscosidad elimina las pérdidas irreversibles.

1.2 ONDAS SONORAS

De las cosas que hacen fascinante a la Física son por ejemplo el hecho de que fenómenos, que en principio parecen tan ajenos, como la transmisión de sonidos musicales en una sala de conciertos y algunas perturbaciones que se propagan a través del medio interplanetario, tengan algo en común; ambos son ejemplos de un movimiento ondulatorio. La onda transmite información, de hecho, las ondas transmiten energía. En forma general, el movimiento ondulatorio puede definirse como la propagación de una perturbación, tal movimiento se describe especificando la posición de todos los puntos del medio y su evolución a través del tiempo, esta descripción se establece matemáticamente en forma de la ecuación de onda*.

En general, en un fluido sólo las ondas longitudinales se propagan a distancias considerables a través de éste, ya que un fluido, por definición, no permite esfuerzos de corte y las ondas transversales, como las crestas en un charco, decrecen rápidamente en amplitud y no pueden desplazarse por mucho tiempo.

* Una muy buena revisión a la teoría elemental del movimiento ondulatorio se encuentra en el libro de Crawford (1968) y en el libro de Feynmann (1977) [ver bibliografía].

Las ondas de choque son ondas compresivas, son "hermanas violentas" y "mal portadas" de las ondas sonoras, es por ello que el estudio de las ondas de choque no es sino la extensión del análisis de las perturbaciones lineales a el caso no lineal. Es por ello, que para entender una onda de choque es necesario entender claramente la física de la propagación de las ondas sonoras ó compresivas.

¿Qué pasa cuando se propaga una onda sonora a través del aire?. Fundamentalmente lo que ocurre es que si se mueve un objeto a través del aire, observamos que se produce una perturbación que viaja, como por ejemplo cuando agitamos un cuaderno y se produce una brisa. Es de esperarse que el movimiento del objeto produzca un cambio de presión, puesto que está empujando aire. Sin embargo, si el objeto se mueve suavemente, el aire fluye a su alrededor simplemente, entonces para producir una perturbación es necesario un movimiento rápido de manera que no haya tiempo suficiente para ese flujo, entonces el aire se comprime con el movimiento del objeto y se produce un cambio de presión que empuja al aire que se encuentra adelante. A su vez, este aire delantero se comprime, lo cual vuelve a dar una presión adicional y se propaga una onda.

Cuando se propaga una onda sonora las moléculas del aire se precipitan fuera de la región de densidad y presión altas, y entregan momento a las moléculas vecinas de densidad más baja. Para que se genere sonido, las regiones en que varían la densidad y la presión deben ser mucho mayores que la distancia recorrida por las moléculas antes de chocar con otras moléculas. Esta distancia es el camino libre medio y la distancia entre las crestas y los valles de presión debe ser mucho mayor que éste. De otro modo las moléculas se moverían libremente de la cresta al valle, alisando inmediatamente la onda.

La deducción de la ecuación de una onda sonora propagándose en un fluido aparece en muchos libros*, sin embargo, el desarrollo es importante porque como mencionamos anteriormente, el análisis de las ondas de choque son la extensión de estos resultados, por lo que se recomienda al lector interesado en que desarrolle la aritmética involucrada en el desarrollo de las ecuaciones. Un fluido compresible para el cual no se toma en cuenta su viscosidad ni su conducción térmica, puede describirse en términos de las

* Por ejemplo el libro de Currie (1974), el de Landau y Lifshitz (1979), y el de Zel'dovich (1968) que aparecen en la bibliografía.

ecuaciones de continuidad y de Euler

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (1.2)$$

Si ahora producimos una pequeña perturbación en el fluido, esto es, un cambio de presión y densidad. Los valores instantáneos de las variables de campo van a ser igual a su valor original en estado de equilibrio más el pequeño cambio producido por la perturbación

$$\begin{aligned} u &= 0 + u' \\ P &= P_0 + P' \\ \rho &= \rho_0 + \rho' \end{aligned} \quad (1.6)$$

Por simplicidad hemos escogido un fluido inicialmente en reposo ($u_0=0$) donde P_0 y ρ_0 son constantes que representan la presión y la densidad de equilibrio y u' , P' y ρ' son las variaciones producidas por la perturbación sonora que se propaga a través del medio. Si sustituimos la relación (1.6) en la ecuación de continuidad (1.1) y no se consideran los términos pequeños de segundo orden en la perturbación, se obtiene :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u'}{\partial x} \quad (1.7)$$

Al hacer lo mismo con la ecuación de Euler

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial x} \quad (1.8)$$

La condición necesaria para que la aproximación a primer orden sea válida es que la velocidad de las partículas del fluido producida por la perturbación u' , sea pequeña comparada con la velocidad de propagación del sonido, esto es, $u' \ll c$ *.

* El término no lineal $u (\partial u / \partial x)$ de la ecuación de Euler (1.2), no se toma en cuenta en este caso por ser pequeño, sin embargo, cuando este término se hace importante rompe el comportamiento lineal de las ondas sonoras (como se discute en el siguiente inciso).

Las ecuaciones (1.7) y (1.8) contienen a tres variables desconocidas u' , ρ' y P' . Por lo que para completar el sistema hace falta una ecuación más. Como la perturbación se propaga con tanta rapidez que prácticamente no hay conducción de calor, entonces el flujo puede considerarse isentrópico, de manera que la presión es función de una única variable termodinámica, en este caso de la densidad

$$\frac{\partial P'}{\partial x} = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_s \frac{\partial \rho}{\partial x} = c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (1.9)$$

utilizando este resultado en la ecuación de Euler (1.2)

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_s \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\frac{c_0^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (1.10)$$

El sistema de ecuaciones (1.7) y (1.10) es un conjunto completo, donde las funciones u' y ρ' determinan una descripción de la onda sonora. Al resolver el sistema de ecuaciones, poniendo todas las variables desconocidas en función de una de ellas, es fácil mostrar que

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad (1.11)$$

$$(\psi = P, \rho, u')$$

en donde

$$c_0^2 = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_s \quad (1.12)$$

los cambios de presión, de densidad y de velocidad satisfacen la misma ecuación de onda. Ésta ecuación es claramente lineal e indica que una perturbación en los parámetros del fluido, esto es, en velocidad, presión y densidad, se propaga en el fluido a una velocidad c_0 que está dada por las características del medio (como lo muestra la siguiente relación utilizando la ecuación (1.3b))

$$c_0^2 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \quad (1.13)$$

Finalmente vamos a mostrar como la magnitud de estos cambios tiene

necesariamente que estar relacionada, no puede haber un cambio muy violento de presión sin que lo haya de densidad. En una onda sonora los cambios involucrados son realmente pequeños.

Como la perturbación de la velocidad tiene un comportamiento de la forma $u'=f(x-ct)$ (una onda que se propaga en la dirección positiva del eje X con velocidad c), entonces :

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -c f'(x-ct) = -c \frac{\partial u'}{\partial x}$$

Al sustituir en la ecuación de Euler linealizada (1.8)

$$c \frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial x} = -\frac{c}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x}$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} = \frac{c}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x}$$

si integramos esta ecuación con respecto a x y notamos que cuando $u'=0$ entonces $\rho'=0$, esto es, cuando no hay movimiento del fluido su densidad no cambia, se obtiene la siguiente ecuación que relaciona los cambios de velocidad con los cambios de densidad:

$$\frac{u'}{c} = \frac{\rho'}{\rho_0} \quad (1.14)$$

Esta solución corrobora la afirmación de que u' es pequeño, esto es, que $u'/c \ll 1$, ya que $\rho'/\rho_0 \ll 1$.

2.3 ONDAS DE CHOQUE HIDRODINÁMICAS

Del análisis anterior surge una pregunta: ¿Qué pasa cuando las perturbaciones no son pequeñas?. El objetivo de esta parte del trabajo es

* Para ilustrar los ordenes de magnitud de una onda sonora, en un sonido con una intensidad de 10^6 veces el sonido más intenso que pueda producir una orquesta, corresponde a un cambio del orden de 0.4 % de la densidad normal del aire, a 0.56 % en la presión atmosférica y la velocidad con que desplaza a medios 0.4 % de la velocidad del sonido ó 1.3 m/s. La amplitud del desplazamiento de las partículas del aire, esto es, su longitud de onda es del orden de $\lambda=0.036$ cm para una onda con frecuencia $\nu=500$ Hz.

mostrar los efectos asociados con perturbaciones de amplitud finita, donde estas, *las ondas de amplitud finita* no se propagan a una velocidad constante c_0 , dada por las características del medio como en el caso de las ondas sonoras, y su forma cambia conforme transcurre el tiempo. Las ondas de amplitud finita se transforman en *ondas de choque*. En este inciso vamos a ver como es que una perturbación de amplitud finita se convierte en una onda no lineal, esto es, cómo "nace" una onda de choque.

2.3. a) Propagación de perturbaciones finitas

Como suponemos que los cambios que produce la perturbación son lo suficientemente rápidos como para que no haya transmisión de calor, la velocidad del fluido así como la presión son funciones únicamente de la densidad. Por lo mismo uno puede escribir

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial t}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x}$$

por otra parte como $P=P(\rho)$ (1.15)

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{dP}{d\rho} \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x}$$

Estas relaciones las utilizamos para reescribir las ecuaciones de continuidad (1.1) y momento (1.2) de manera adecuada para encontrar una igualda que es útil posteriormente

$$\frac{d\rho}{du} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{d\rho} \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x}$$

el término encerrado en el paréntesis aparece también en la segunda ecuación, por lo que :

$$\rho \frac{du}{d\rho} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{d\rho} \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x}$$

cancelando $\partial u / \partial x$ en ambos miembros y despejando se obtiene

$$du = \pm \left(\frac{dP}{d\rho} \right)^{1/2} \frac{d\rho}{\rho}$$

Por conveniencia a la cantidad $dP/d\rho$ la llamaremos c^2 a la cual por el momento no daremos significado físico.

$$\frac{du}{c} = \pm \frac{d\rho}{\rho} \quad (1.16)$$

por el resultado análogo expresado en la ecuación (1.14) sabemos que el signo positivo esta asociado con las ondas que viajan en la dirección positiva. Tomando el caso de la onda viajando en la dirección positiva al sustituir en la ecuación de momento (1.2) se obtiene :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} &= - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} \\ &= - \frac{1}{\rho_0} c^2 \frac{\rho}{c} \frac{\partial u}{\partial x} \end{aligned}$$

Entonces la ecuación de momento para una onda que se propaga hacia adelante puede escribirse como :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u + c) \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

Este resultado muestra la diferencia fundamental entre las ondas infinitesimales (o sonoras) y la ondas finitas. Esta ecuación no es lineal y toda la belleza de la teoría de Fourier, es incompatible con sus soluciones que tienen la forma :

$$u(x,t) = f[x - (u+c)t]$$

donde f es una función diferenciable cualquiera. Esta solución representa una onda viajera que se propaga a la derecha a una velocidad

$$U = u + c$$

Hemos entonces mostrado como una perturbación de amplitud finita deja de ser lineal. Vamos ahora a discutir el significado físico de este resultado relacionando la rapidez de la onda U con la rapidez de una onda

infinitesimal, esto es, con la velocidad del sonido c_0 .

Mediante el uso de la ley isentrópica $P/\rho^\gamma = P_0/\rho_0^\gamma$ se sigue que:

$$\begin{aligned} c &= \left(\frac{dP}{d\rho} \right)^{1/2} \\ &= \left(\gamma \rho^{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0^\gamma} \right)^{1/2} \\ &= c_0 \left(\rho/\rho_0 \right)^{(\gamma-1)/2} \end{aligned} \quad (1.17)$$

y de la ecuación (1.16)

$$\begin{aligned} du &= c \frac{d\rho}{\rho} \\ du &= \frac{c_0}{\rho_0^{(\gamma-1)/2}} \rho^{(\gamma-3)/2} d\rho \end{aligned}$$

integrando esta ecuación

$$u = \frac{c_0}{\rho_0^{(\gamma-1)/2}} \frac{\rho^{(\gamma-1)/2}}{(\gamma-1)/2} + \text{cte}$$

utilizando el hecho que $u=0$ cuando $\rho=\rho_0$

$$\begin{aligned} u &= \frac{2}{\gamma-1} \left(c_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(\gamma-1)/2} - c_0 \right) \\ u &= \frac{2}{\gamma-1} (c - c_0) \end{aligned}$$

esto es, la cantidad c se relaciona con la velocidad local del fluido como

$$c = c_0 + [(\gamma-1)/2] u$$

Este resultado muestra que $c > c_0$ para $u > 0$ y que la diferencia entre c_0 y c es proporcional a la velocidad de perturbación del fluido. La propagación de una perturbación de amplitud finita viaja a una velocidad

$$U(x,t) = c + u$$

$$U(x,t) = c_0 + \frac{\gamma+1}{2} u \quad (1.18)$$

Esta ecuación muestra que la velocidad de propagación de una perturbación de amplitud finita es mayor que la velocidad del sonido para $u > 0$ (compresión) y no es constante, sino que varía con la violencia de la perturbación, esto es, del valor de la velocidad que produce al fluido.

Es importante señalar que la velocidad a la cual una señal de amplitud finita viaja cambiará continuamente como lo señala la ecuación (1.17) ya que depende de x y t . Esto muestra una diferencia fundamental entre las ondas sonoras y las macrosónicas u ondas de choque. En el primer caso las señales se propagan a través del medio a una velocidad c_0 (que depende únicamente del valor de la presión P_0 y la densidad de equilibrio ρ_0 en ese punto). Después de pasar la perturbación las variables de campo toman nuevamente sus valores de equilibrio. El exceso de presión producido por esta onda al viajar a través del medio es una función que la podemos expresar como una suma de senos y cosenos del espacio y del tiempo (es una función de onda lineal) y que se hace cero cuando promediamos en el tiempo para cualquier punto del espacio. Los cambios que producen en la velocidad del fluido son muy pequeños y la perturbación se propaga sin preocuparse en como modifica el estado del fluido. Sin embargo, en el segundo caso una onda de amplitud finita modifica al medio, para sonidos de intensidades muy altas, aparecen en la expresión del exceso de presión términos cuadráticos como senos cuadrados, y cuando promediamos estos en el tiempo, dan resultados no nulos, cambiando entonces los valores de la presión estática. El paso de una perturbación no lineal cambia las condiciones del medio. Por otra parte la velocidad de propagación de la perturbación va a estar directamente relacionada con la velocidad u que produce en el medio.

Vamos ahora a mostrar las implicaciones de lo visto anteriormente en un frente de onda dado. En un tiempo t la ecuación (1.18) muestra que una perturbación viajará una distancia L la cual está dada por la expresión

$$L = \left(c_0 + \frac{\gamma+1}{2} u \right) t$$

Si nos movemos en un sistema que viaja a la velocidad del sonido c_0 , entonces la perturbación se habrá adelantado a nosotros una distancia

$$S = \frac{\gamma+1}{2} u t \quad (1.19)$$

esto significa que respecto al observador la onda viajará una distancia en función de la magnitud y el signo de la velocidad local del fluido en la

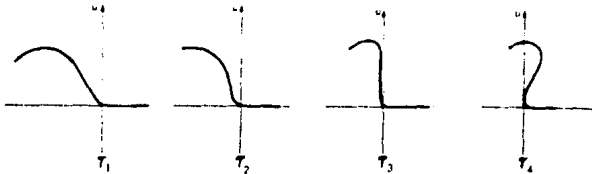


Fig.(1.1) Propagación de un perturbación de amplitud finita.

perturbación. Esto es, las regiones con una velocidad local alta viajarán más rápido que regiones de baja velocidad local. Una perturbación "suave" de forma arbitraria se deformará entonces como lo muestra la figura (1.1).

En un tiempo t_1 se tiene un perfil de velocidad debido a una perturbación de amplitud finita que se propaga en la dirección $+x$. En un tiempo posterior $t_2 > t_1$, el paso del frente de onda a través del medio ha modificado las condiciones de propagación y con respecto a un observador que se mueve con la perturbación, las regiones de mayor velocidad comienzan a adelantarse, a las regiones de velocidad menor. En un tiempo $t_3 > t_2$ el frente de onda se muestra casi vertical y las regiones rápidas continúan adelantando a las regiones lentas. Finalmente, en un tiempo $t_4 > t_3$ se muestran las regiones de alta velocidad superponiéndose al frente de onda. Es claro que esta última es una configuración imposible, ya que existen 3 valores distintos de la velocidad u para un mismo punto. Esto nos lleva a concluir que el frente de onda se empuja hasta la situación mostrada por el tiempo t_3 . En este estado hay una aguda discontinuidad en las variables de campo lo cual es conocido como *onda de choque*. Para tiempos mayores que t_3 este frente de onda comprimido se propagará en una configuración de equilibrio.

De lo anterior vemos que al generarse una onda de compresión de amplitud finita, ésta viajará en una configuración de no equilibrio. Las diferentes partes de la onda se propagarán con velocidades distintas de tal manera que el frente de onda comenzará a empujarse conforme evoluciona. En

algún momento, el empinamiento del frente de onda llegará a un punto donde los cambios de velocidad, presión, etc. se encontrarán en una región muy pequeña, esto es, la longitud de la onda disminuye de tal forma que la perturbación es prácticamente una especie de placa que produce un cambio abrupto del medio. Se ha formado una onda de choque y esta onda de choque continuará viajando ahora a una velocidad de equilibrio.

Debemos notar que en nuestro argumento hemos tomado la velocidad del fluido u como positiva, la cual corresponde a una onda de compresión. Para una expansión (rarefacción) u será negativa para la onda que viaja hacia adelante y por la ecuación (1.18) implica que el frente de onda en este caso se moverá más lento que la velocidad del sonido, las partes más intensas de la onda se moverán más despacio por lo que el frente de onda se desparramará en vez de empinarse. Esto quiere decir que las ondas de compresión se empujan mientras se propagan, pero las ondas expansivas se desparraman.

Esto también puede entenderse del hecho de que la velocidad del sonido varía como $\rho^{(\gamma-1)/2}$ (ecuación 1.17) y por lo tanto es mayor donde hay una condensación que donde hay una rarefacción. Considerando el movimiento de la onda mostrado en la figura (1.1) la región de mayor condensación (A) aventajará continuamente a la región de rarefacción de manera que la onda se volverá cada vez más empinada.

Cuando un objeto se mueve en el aire, tiene que apartar a éste de su camino, por lo que la perturbación producida en este caso es como un escalón de presión, siendo la presión más alta detrás del frente de onda que en la región no perturbada que aún no ha alcanzado la onda. Pero el aire comprimido atrás se ha comprimido adiabáticamente y en consecuencia la temperatura aumenta. Ahora bien, la velocidad del sonido aumenta con la temperatura, por lo que en la región que está después del brinco de presión (frente de onda) la velocidad del sonido debe ser mayor comparada con la velocidad del sonido en el aire que se encuentra adelante del frente. Esto implica que cualquier otra perturbación que siga al frente, se moverá más rápido que éste, la velocidad aumenta por el aumento de presión producido por éste. Vemos que las regiones de mayor presión en la parte posterior empiezan a adelantar al frente con el transcurrir del tiempo, hasta que finalmente lo alcanzan, la onda de compresión desarrolla entonces una forma casi discontinua.

Los cambios de presión que producen los sonidos que hacemos al hablar son extremadamente débiles respecto a la presión atmosférica (del orden de millonésimas aproximadamente). Pero para variaciones de presión del orden de una atmósfera, la velocidad de la onda aumenta alrededor de 20 por ciento y el frente de onda se hace bien definido con una rapidez correspondientemente alta.

La onda de choque pierde energía calentando al medio en el cual se propaga. La amplitud de una onda de choque fuerte, como la creada por una explosión en el aire, decrece casi con el cuadrado de la distancia hasta que la onda se hace tan débil que obedece las leyes de las ondas acústicas. Las ondas de choque alteran las propiedades mecánicas, eléctricas y térmicas de los sólidos y pueden usarse para estudiar la ecuación de estado de cualquier material.

1.3. b) Ecuaciones de Rankine - Hugoniot

Cuando la velocidad de propagación del fluido se hace comparable o se acerca a la velocidad del sonido, ocurre algo interesante con el comportamiento del fluido. Los efectos debidos a la compresibilidad del flujo de un gas son de naturaleza completamente diferente si éste es subsónico o supersónico, esto es, si su velocidad es mayor o menor que la velocidad del sonido en el medio.

Por ejemplo, si un gas en movimiento estacionario a velocidad v recibe una ligera perturbación, el efecto producido por la perturbación referida al gas mismo se propaga a través de éste a la velocidad del sonido, sin embargo, la manera en cómo se propaga con respecto a nuestro sistema de coordenadas fijo va a ser diferente, ya que se compone de dos partes : en principio, la perturbación es acarreada por el movimiento del medio a una velocidad v , y por otra parte, con respecto al fluido, se propaga en cualquier dirección n radialmente desde su fuente a una velocidad c_0 . La figura (1.2) muestra dos fluidos en los que se produce una perturbación, pero en un caso el fluido se mueve a una velocidad subsónica, esto es, $v < c_0$, y en el otro lo hace a una velocidad supersónica.

En ambos casos el fluido sufre la pequeña perturbación en el punto O (fijo en el espacio). Con respecto a nuestro sistema de coordenadas, la perturbación se propaga a una velocidad $(v + c_n)$ la cual tiene diferentes

valores para las distintas direcciones de n . Cuando $v < c_0$ el vector $v_0 + c$ puede tener cualquier dirección en el espacio (figura (1.2a)) y su magnitud varía en función de la dirección relativa a la velocidad del fluido v . Si, por otro lado, $v_0 > c_0$, entonces la propagación de la perturbación

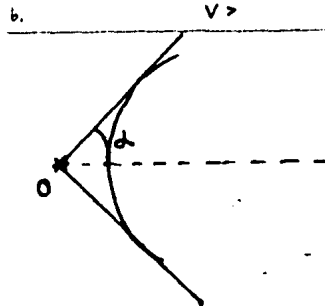
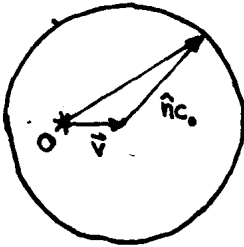
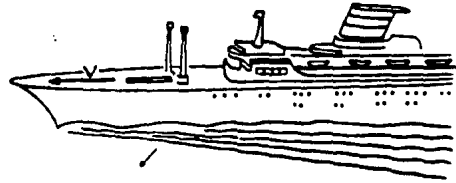
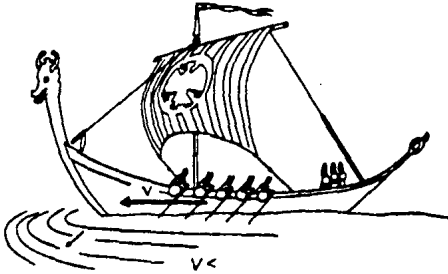


Fig.(1.2a) Una enorme barca de vikingos desplazándose a una velocidad menor que la velocidad de las ondas superficiales en el agua. (1.2b) aquí aparece un trasatlántico moviéndose a una velocidad "supersónica" con respecto a las ondas en el agua .(tomada de Gamow,Tierra viento y aire,1979)

tiene un aspecto diferente, ya que en este caso no están permitidas todas las direcciones de propagación (figura (1.2b)), de hecho, se establece un cono cuya apertura está dada por un ángulo 2α el cual satisface la relación:

$$\text{seno } \alpha = c/v$$

Esto quiere decir que una perturbación que se produzca en cualquier punto de un fluido supersónico se propagará únicamente corriente abajo, esto es, el flujo supersónico que viene a encontrarse con la perturbación (llamado corriente arriba) no puede enterarse que la perturbación existe hasta chocar con la fuente, la perturbación entonces se propaga únicamente corriente abajo dentro de un cono cuya apertura será menor según sea menor el cociente

v/c. La perturbación nunca sale del cono, este efecto es el mostrado por la figura (1.2b) con el moderno transatlántico moviéndose a una velocidad supersónica con respecto a las ondas en el agua..

El ángulo α se le llama ángulo de Mach y al cociente v/c se le llama número de Mach :

$$M = v/c \quad (1.20)$$

Si un flujo subsónico se encuentra algún obstáculo (por ejemplo al "chocar" con un cuerpo), la presencia de éste afecta al flujo en todo el espacio, tanto corriente arriba como corriente abajo*. En cambio, un flujo supersónico es "ciego" ante obstáculos, el efecto de toparse con uno solamente se propaga corriente abajo, y en cualquier lugar del espacio, corriente arriba, el gas fluye como si no existiera el obstáculo.

En la sección anterior se discutió cómo se forman las ondas de choque a partir de las ondas finitas de compresión y cómo representan una discontinuidad en los valores del fluido. Vamos ahora a establecer las variaciones que tienen algunas propiedades del fluido a través de la onda de choque. En particular, la ecuación de Rankine-Hugoniot que relacionan los valores de la densidad, de la presión y de la velocidad del fluido a través de la onda de choque. Las ondas de choque son muy delgadas comparadas con las escalas del sistema, esta característica de la onda permite tratarla como una discontinuidad y conocer el flujo a través de ella sin necesidad de conocer su estructura. Matemáticamente es una discontinuidad que se propaga a través del fluido.

Para propósitos de nuestro análisis es conveniente adoptar un sistema de referencia donde la onda de choque sea estacionaria y en el cual el fluido se aproxima al choque en un estado (1) y se aleja en un estado (2). La figura (1.3) muestra tal situación en que la velocidad de encuentro, densidad y presión del fluido, son, respectivamente u_1 , ρ_1 y P_1 , mientras que los valores correspondientes para el fluido que se alejan son u_2 , ρ_2 y P_2 . En este caso en que la onda de choque se orienta perpendicularmente a la dirección del flujo se le llama "onda de choque normal".

* El término corriente arriba o corriente abajo ('upstream', 'downstream') se refieren a un sistema de referencia moviéndose con una fuente de perturbación, como en el caso de los barcos de la figura (1.2), corriente arriba en ese caso es el agua que se acerca al barco y corriente abajo es el agua que se aleja del barco.

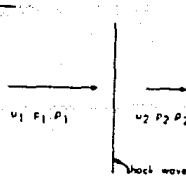


Fig. (1.3) Configuración de una onda de choque.

Las cantidades u_1 , ρ_1 , P_1 , u_2 , ρ_2 y P_2 se relacionan unas con otras mediante las ecuaciones de conservación del flujo de masa, de flujo del momento y del flujo de energía. Como la onda de choque representa una discontinuidad en las propiedades del fluido no es posible usar ecuaciones diferenciales sobre ésta, sino que se utilizan principios de conservación.

De la figura (1.3) se observa que toda la masa que entra tiene que salir, esto es, el flujo de masa se conserva

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (1.21)$$

Si ahora multiplicamos estas tasas de flujo de masa por su correspondiente velocidad obtenemos el cambio del flujo de momento [$\rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2$] que produce en el fluido la onda de choque. Este cambio de momento por unidad de tiempo debe ser necesariamente producido por una fuerza de presión [$P_1 - P_2$] por unidad de área ya que no hay fuerzas externas, de manera que la ecuación de conservación flujo de momento es

$$\rho_1 u_1^2 + P_1 = \rho_2 u_2^2 + P_2 \quad (1.22)$$

Finalmente el balance de energía se establece como sigue: La energía interna por unidad de masa en un gas ideal sólo depende de su temperatura (C_p es constante)

$$c = C_p T = C_p \frac{P}{\rho R} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho}$$

La energía total por unidad de masa será la suma de dos componentes: la energía cinética más la energía interna. Entonces la ecuación de la conservación de la energía es

$$\frac{1}{2} u_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} u_2^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_2}{\rho_2} \quad (1.23)$$

nótese que al derivar la relación (1.23) implícitamente hemos supuesto que

el flujo es adiabático, sin embargo no hemos supuesto que es isentrópico.

Las ecuaciones (1.21) conservación de la masa, (1.22) de momento y (1.23) de energía representan un sistema de 3 ecuaciones para seis variables u_1 , ρ_1 , P_1 , u_2 , ρ_2 y P_2 . Este sistema puede resolverse en general sólo numéricamente ya que γ no es constante. Sin embargo para un gas perfecto, donde C_p y C_v son constantes, es posible obtener soluciones explícitas en términos del número de Mach.

Podemos eliminar dos de las variables dejando una ecuación que relacione las cuatro restantes. Vamos a eliminar u_1 y u_2 dividiendo las ecuaciones (1.22) y (1.21)

$$u_1 + \frac{P_1}{\rho_1 u_1} = u_2 + \frac{P_2}{\rho_2 u_2}$$

$$u_2 - u_1 = \frac{P_1 - P_2}{\rho_1 u_1}$$

multiplicamos por $u_1 + u_2$

$$u_2^2 - u_1^2 = \frac{P_1 - P_2}{\rho_1} (1 + u_2/u_1)$$

utilizando la ecuación de masa (1.21) se obtiene

$$u_2^2 - u_1^2 = (P_1 - P_2) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right)$$

Ahora en el lado izquierdo utilizamos la ecuación de la energía para obtener una relación entre presiones y densidades solamente

$$\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{P_1}{\rho_1} + \frac{P_2}{\rho_2} \right) = (P_1 - P_2) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right)$$

Esta es la ecuación que nos relaciona las presiones y las densidades a través de la onda de choque. Resolviendo esta ecuación para el cociente de las densidades se obtiene

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{P_2 + (\gamma+1)/(\gamma-1) P_1}{(\gamma+1)/(\gamma-1) P_2 + P_1} = \frac{u_1}{u_2} \quad (1.24)$$

A esta ecuación se le conoce como la *ecuación de Rankine-Hugoniot* la cual relaciona los cocientes de densidad, de presión y de velocidad entre la onda de choque, posteriormente se discutiremos algunos ordenes de magnitud.

En la derivación de la ecuación de Rankine-Hugoniot no supusimos que el flujo era isentrópico, de hecho, vamos a demostrar ahora que no lo es, esto es, el flujo sufre un proceso irreversible.

Si el flujo fuera isentrópico, el cociente entre densidades lo determinaríamos mediante (ecuación 1.3c)

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{1/\gamma}$$

esto implicaría que si graficamos $\log(\rho_2/\rho_1)$ contra $\log(P_2/P_1)$ se obtendría una línea recta de pendiente $1/\gamma$, sin embargo la curva obtenida a partir de las ecuación (1.24) es aquella que muestra la figura (1.4), donde se observa que la onda de choque deja de cumplir una ley isentrópica a menos que P_2/P_1 y ρ_2/ρ_1 sean casi uno. Esto es, a menos que la onda de choque sea muy débil, esta no será isentrópica.

Como otras cantidades termodinámicas la entropía es discontinua en una onda de choque. Por la segunda ley de la termodinámica sabemos que la entropía de un gas solamente puede incrementarse. La presencia de ondas de choque provoca un incremento de la entropía en los fluidos "ideales". El incremento de entropía significa que el movimiento es irreversible.

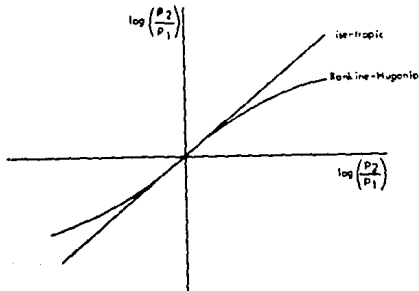


Fig.(1.4) Resultados de las relaciones de Rankine-Hugoniot y de la relación isentrópica. [tomada de Currie,1974]

1.3 c) Condiciones para choques normales

Como consecuencia de la segunda ley de la termodinámica solamente la parte de la gráfica que pertenece al primer cuadrante (figura 1.4) tiene significado físico. Esta restricción, como veremos se debe a que la

corriente arriba debe ser supersónica para que las ondas de choque ocurran y por consiguiente el número de Mach resultante corriente abajo M_2 será menor a la unidad (el flujo pasa de supersónico a subsónico a través de la onda de choque).

Por definición de entropía (donde S es entropía, q calor, y T temperatura)

$$S_A - S_B = \int_A^B \frac{dq}{T}$$

y en un gas ideal

$$dq = dc + P dV = dw - V dP = C_p dT - (1/\rho) dP$$

(donde w es la entalpía del fluido, $w = c + V P$)

$$\int \frac{dq}{T} = \int C_p \frac{dT}{T} - \int \frac{1}{\rho T} dP$$

entonces

$$S_2 - S_1 = C_p \log(T_2/T_1) - R \log(P_2/P_1)$$

Si ahora usamos la ecuación de estado del gas ideal para expresarlo unicamente en función de la densidad y la presión

$$S_2 - S_1 = C_p \log(P_2 \rho_1/P_1 \rho_2) - R \log(P_2/P_1)$$

$$= (C_p - R) \log(P_2/P_1) - C_p \log(\rho_2/\rho_1)$$

donde $C_p - R = C_v$. Finalmente encontramos la relación para el cambio de entropía a través de la onda de choque es :

$$\frac{\Delta S}{C_v} = \log(P_2/P_1) - \gamma \log(\rho_2/\rho_1)$$

La entropía final del gas que ha pasado a través de la onda de choque debe ser mayor o igual que su valor inicial. Este hecho restringe de manera importante la forma de variación de todas las cantidades en una onda de choque. *El aumento de entropía significa que la energía se disipa.*

Supongamos dos procesos para mostrarlo. El primero un proceso que satisface las ecuaciones de Rankine-Hugoniot y el segundo un proceso

isentrópico hipotético que tenga el mismo cociente de presiones como el de la onda de choque en el primer caso. Entonces de la ecuación anterior, el cambio de entropía en cada uno de los procesos será

$$\left(\frac{\Delta S}{C_V}\right)_{R-H} = \log(P_2/P_1) - \gamma \log(\rho_2/\rho_1)_{R-H}$$

$$0 = \log(P_2/P_1) - \gamma \log(\rho_2/\rho_1)_I$$

el subíndice R-H corresponde a una onda de choque en la cual el cociente de presiones es P_2/P_1 ; el subíndice I se refiere a un proceso isentrópico que tiene el mismo cociente de presiones. Si restamos ambas expresiones se obtiene

$$\left(\frac{\Delta S}{C_V}\right)_{R-H} = \gamma \log(\rho_2/\rho_1)_I - \gamma \log(\rho_2/\rho_1)_{R-H}$$

Pero por la segunda ley de la termodinámica se requiere que $\Delta S \geq 0$, entonces

$$\log(\rho_2/\rho_1)_{R-H} \geq \log(\rho_2/\rho_1)_I$$

la figura(1.4) muestra que esta desigualdad solamente se satisface en el primer cuadrante de la gráfica. Esto es cuando :

$$\rho_2/\rho_1 \geq 1 \quad (1.25)$$

lo cual significa que el gas debe comprimirse cuando pasa a través de una onda de choque. La ecuación del flujo de masa (1.21) implica que :

$$u_1/u_2 \geq 1 \quad (1.26)$$

lo que significa que el fluido se frena al pasar a través del choque.

Los resultados anteriores pueden escribirse en una forma más física, esto es, expresándolos como funciones del número de Mach M_1 . Para ello utilizamos la relación que habíamos obteniendo de dividir la ecuación de momento entre la de continuidad

$$u_1 + \frac{P_1}{\rho_1 u_1} = u_2 + \frac{P_2}{\rho_2 u_2}$$

donde usando la relación de la velocidad del sonido (ecuación 1.12) para introducir $c_1^2 = \gamma P_1 / \rho_1$ y $c_2^2 = \gamma P_2 / \rho_2$ se obtiene

$$u_1 + \frac{c_1^2}{\gamma u_1} = u_2 + \frac{c_2^2}{\gamma u_2}$$

$$\therefore u_1 - u_2 = \frac{c_2^2}{\gamma u_2} - \frac{c_1^2}{\gamma u_1}$$

El lado derecho de esta ecuación podemos sustituirlo por una expresión equivalente que se obtiene a partir de la ecuación de energía, pero reescrita de una forma adecuada utilizando el subíndice $*$ que denotará el caso cuando el número de Mach M_1 es igual a 1, esto es, cuando $M_1 = u_* / c_* = 1$, o sea, cuando la velocidad del flujo u y la velocidad local del sonido tienen el mismo valor, lo que se conoce como el límite sónico (el límite entre una onda sonora y una onda de choque). Utilizando esta notación podemos escribir la relación anterior como

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{\gamma-1} = \frac{u_2^2}{2} + \frac{c_2^2}{\gamma-1} = \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} c_*^2$$

(ya que en el límite sónico $u_* = u_2 = c_1 = c_2$). Entonces la diferencia de velocidades puede reescribirse como

$$u_1 - u_2 = \frac{1}{\gamma u_2} \left(\frac{\gamma+1}{2} c_*^2 - \frac{\gamma-1}{2} u_2^2 \right) - \frac{1}{\gamma u_1} \left(\frac{\gamma+1}{2} c_*^2 - \frac{\gamma-1}{2} u_1^2 \right)$$

Esta ecuación puede desarrollarse hasta simplificarse considerablemente donde se obtiene

$$u_1 u_2 = c_*^2 \quad (1.27)$$

Este importante resultado se conoce como la *relación de Prandtl-Meyer*. Esta relación se utiliza en las condiciones que obtuvimos para ondas de choque normales para despejar una forma alternativa de estas condiciones. Si multiplicamos por u_1 arriba y abajo en nuestra ecuación (1.26) se obtiene

$$\frac{u_1^2}{u_1 u_2} = \frac{u_1^2}{c_*^2} \geq 1$$

para entender su significado físico vamos a evaluar esta desigualdad en la ecuación de energía en la forma siguiente

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{\gamma-1} = \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} c_*^2$$

dividiendo la ecuación por u_1^2 se obtiene

$$\frac{u_1^2}{c_*^2} = \frac{(\gamma+1) M_1^2}{2 + (\gamma-1) M_1^2}$$

sustituyendo esta expresión dentro de la condición de onda de choque se obtiene

$$\frac{(\gamma+1) M_1^2}{2 + (\gamma-1) M_1^2} \geq 1$$

como se trata de un gas perfecto, donde $\gamma > 1$, para que esta relación se cumpla se requiera necesariamente que :

$$M_1 \geq 1 \quad . \quad (1.28)$$

Esto es, una onda de choque puede ocurrir solamente si el flujo que está "llegando" al frente del choque es supersónico. Además, como consecuencia de la relación de Prandtl-Meyer (1.27), la desigualdad (1.28) implica que

$$M_2 \leq 1$$

En conclusión, la segunda ley de la termodinámica implica que una onda de choque normal puede ocurrir solamente cuando el frente de choque se mueve de manera supersónica, esto es, que el flujo corriente arriba es supersónico y el flujo corriente abajo resulta ser subsónico.

Generalmente cuando hablamos de ondas, siempre supusimos implícitamente que era necesario tener una fuente externa que oscilara para producirlas, ahora resulta, y esto es muy interesante, que una vez que un objeto se mueve más rápidamente que el sonido, producirá "sopido". Esto es, no es necesario que tenga un carácter vibracional o cierto tono, cualquier objeto que se mueva en un medio con una velocidad mayor a la velocidad a la cual el medio transporta ondas, generará ondas a cada lado automáticamente, simplemente por el movimiento mismo. Esto es sencillo en el caso del sonido pero también ocurre en el caso de la luz. A primera vista podría pensarse que nada se puede mover más rápido que la luz. Sin embargo, la luz tiene en el vidrio

una velocidad de fase menor que la velocidad de la luz en el vacío y es posible disparar una partícula cargada de energía muy alta a través de un bloque de vidrio de modo que la velocidad de la partícula sea cercana a la velocidad de la luz en el vacío. Como la velocidad de la luz en el vidrio puede ser de sólo $2/3$ de la velocidad de la luz en el vacío entonces cuando una partícula se mueva más rápidamente que la luz en el medio producirá una

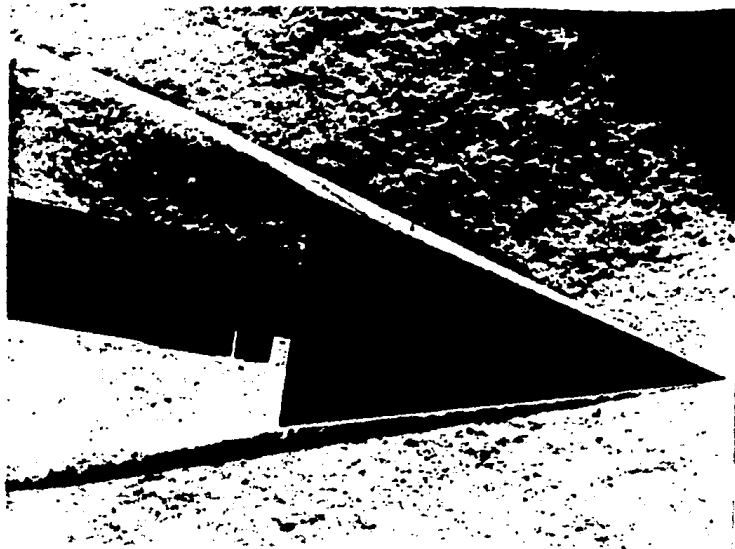


Fig.(1.5) Onda de choque inducida en un gas que se mueve más rápido que el sonido. [tomada de Currie,1974]

onda cónica de luz con vértice en la fuente (como la onda de la estela de un bote de la figura (1.2)) . Midiendo el ángulo del cono, podemos determinar la velocidad de la partícula (ecuación 1.20) y éste es uno de los métodos e se utilizan para determinar su energía en la investigación de altas energías. Todo lo que se necesita medir es la dirección de la luz. Esta luz se llama radiación Cherenkov porque fue el primero en observarla.

La situación correspondiente en el caso del sonido está ilustrada en la figura (1.5) que es una fotografía de un objeto moviéndose a través de un gas con una velocidad mayor que la del sonido. Las variaciones de presión producen una variación del índice de refracción y con un sistema óptico apropiado es posible hacer visibles los bordes de las ondas.

1.3. d) Ecuaciones de la onda de choque normal

Las dos secciones anteriores tuvieron como objetivo establecer los fenómenos fundamentales de las ondas de choque. El objetivo de este inciso es conociendo las condiciones que tiene el flujo antes de pasar a través de la onda de choque establecer las características que tiene el flujo chocado, esto es, sabiendo cómo es el flujo corriente arriba podremos inferir el flujo corriente abajo. Esto en base a tres ecuaciones de conservación que conectan seis cantidades: tres valores corriente abajo y tres valores corriente arriba. Entonces para un flujo supersónico en el cual existe una onda de choque, se consideran cantidades conocidas ρ_1 , P_1 y M_1 , mientras que las desconocidas serán : ρ_2 , P_2 y M_2 .

Para evaluar el número de Mach corriente abajo M_2 partimos de la ecuación de energía (1.23) que contiene las condiciones corriente arriba y las condiciones sónicas (γ)

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{\gamma-1} = \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} c_*^2$$

de donde

$$\frac{c_*^2}{u_1^2} = 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma-1)M_1^2} \right)$$

análogamente, de la ecuación de energía se obtiene

$$\frac{c_*^2}{u_1^2} = 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma-1)M_1^2} \right)$$

Estas expresiones podemos asociarlas mediante la ecuación de Prandtl-Meyer (1.27) como sigue :

$$u_1 u_2 = c_*^2$$

$$\frac{c_*^2}{u_1^2} \frac{c_*^2}{u_2^2} = 1$$

$$\left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^2 = \left(1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_1^2} \right) \left(1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_2^2} \right) = 1$$

resolviendo para M_2

$$M_2^2 = \frac{1 + (\gamma - 1) M_1 / 2}{\gamma M_1^2 - (\gamma - 1) / 2} \quad (1.29)$$

Esto quiere decir que el número de Mach corriente abajo es función únicamente del número de Mach corriente arriba y del cociente de los calores específicos del gas. La variación de M_2 con M_1 se muestra en la figura (1.6a), donde se observa que mientras la velocidad de encuentro aumenta, el número de Mach corriente abajo disminuye asintóticamente. Si M_1 tiende a infinito la ecuación (1.29) implica que M_2^2 tiende a $(\gamma - 1)/2$ como límite asintótico.

Ahora vamos a despejar el cociente de densidades a través de la onda de choque. Por la ecuación (1.29)

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{c_{*2}}{u_1} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma - 1) M_1^2} \right)$$

simplificando

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{(\gamma - 1) M_1 + 2}{(\gamma + 1) M_1^2}$$

y por la ecuación de continuidad

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1) M_1^2}{(\gamma - 1) M_1^2 + 2} \quad (1.30)$$

La forma en que este cociente se comporta en función del número de Mach se muestra en la figura (1.6b). El cociente de densidades es monotonamente creciente como función de M_1 y se aproxima asintóticamente a $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ cuando M_1 tiende a infinito.

Finalmente el cociente de presiones se obtiene directamente a partir de la ecuación de Rankine-Hugoniot (1.24) y el cociente de densidades obtenido anteriormente en la ecuación (1.30). De estas dos ecuaciones

$$\frac{1 + [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)] (P_2/P_1)}{[(\gamma + 1)/(\gamma - 1)] + P_2/P_1} = \frac{(\gamma + 1) M_1}{(\gamma - 1) M_1^2 + 2}$$

resolviendo esta ecuación obtenemos

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 - 1) \quad (1.31)$$

El comportamiento de este resultado se estudia en la figura (1.6c), lo cual

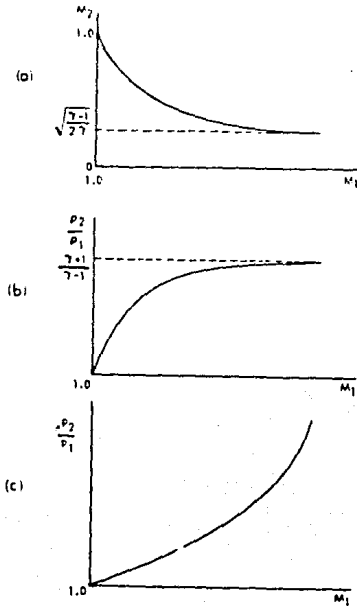


Fig.(1.6) Valores para el flujo chocado por una onda de choque frontal; (a) el número de Mach; (b) la densidad; (c) la presión. [tomada de Currie,1974]

nos dice que el cociente de presiones crece ilimitadamente conforme aumenta el número de Mach.

El cociente de temperaturas se obtiene de los resultados anteriores utilizando la ecuación del gas ideal

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\gamma M_1 + 1}{M_1^2} (M_1^2 - 1) \quad (1.32)$$

de donde se observa que para choques intensos .

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} (M_1^2 - 1)$$

puesto que M_1 puede ser incluso mayor que 100, los choques fuertes se pueden utilizar para generar plasmas de altas temperaturas o para crear plasma a partir de un gas neutro al producir una temperatura T_2 detrás del choque lo

suficientemente alta como para ionizar el gas.

Finalmente la tabla 2.1 muestra los resultados numéricos de diferentes tipos de ondas de choque frontales. Los resultados se obtuvieron de un sencillo programa realizado por el autor.

tabla 2.1 : CHOQUES FRONTALES HIDRODINÁMICOS

M_1	ρ_2/ρ_1	P_2/P_1	T_2/T_1	M_2
1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
1.5	1.71	2.56	1.49	0.51
2.0	2.28	4.75	2.08	0.37
3.0	3.0	11.0	3.66	0.27
4.0	3.37	19.75	5.86	0.24
4.5	3.48	25.06	7.19	0.23
5.0	3.57	31.0	8.68	0.22

Esta tabla va ser muy interesante comparala cuando en el próximo capítulo se discutan las ondas de choque magnetohidrodinámicas, ya que aparecen importantes diferencias entre ambos tipos tipos de choques. La tabla muestra algunos ordenes de magnitud comenzando en el límite sónico ($M_1=1$) donde todavía no se ha formado una onda de choque. Vemos que la velocidad de la onda de choque, M_1 , está relacionada con la diferencia de presiones, P_2/P_1 , es por ello que comunmente esta diferencia se utiliza como medida para determinar la intensidad del choque.

ONDAS DE CHOQUE MAGNETOHIDRODINAMICAS

Uno de los descubrimientos más sorprendentes de la física espacial fue el saber que la Tierra y el sistema solar en su conjunto están sumergidos en la atmósfera solar. El medio interplanetario no está vacío, sino permeado por el flujo de la corona solar en expansión. Las características del medio interplanetario se discutirán en el próximo capítulo, pero lo que resalta aquí es que la corona es un plasma muy caliente ($T \approx 10^6 \text{K}$), que se expande radialmente del Sol a velocidades muy grandes ($v \approx 400 \text{m/s}$) y que acarrea consigo la estructura magnética solar. Para modelar entonces el medio interplanetario y sus perturbaciones, las ecuaciones hidrodinámicas se vuelven insuficientes ya que en muchos casos el campo magnético y la enorme conductividad eléctrica del medio interplanetario juegan un papel predominante en la dinámica del medio.

La magnetohidrodinámica (MHD) es una rama de la mecánica de medios continuos que estudia el movimiento de un fluido conductor en presencia de campos magnéticos, esto es, el movimiento de un fluido conductor a través de un campo magnético. Al moverse un fluido conductor produce campos magnéticos, los cuales cambian al campo magnético inicial por el cual se movía. La acción del campo magnético sobre estas corrientes crea fuerzas que modifican el movimiento del fluido. Se ve entonces como la dinámica del medio, aparte de los parámetros del fluido como velocidad, densidad, y presión, se ve enriquecida por la interacción de sus cargas eléctricas con el campo magnético.

El hecho de que un fluido pueda ser descrito mediante las ecuaciones magnetohidrodinámicas, esto es, la delimitación de las condiciones en las cuales es válido aplicarlas a un plasma, es un problema todavía abierto. Sobre intervalos de temperaturas y densidades la validez de su uso puede justificarse razonablemente en base de que su camino libre medio es lo suficientemente pequeño para que se obtenga rápidamente una distribución maxwelliana. Existen, sin embargo, argumentos teóricos así como evidencias experimentales (el medio interplanetario por ejemplo) que sugieren que su validez es considerablemente más grande*.

* Para mayor información sobre el problema de los plasmas sin colisiones se recomienda el artículo de Sagdeev y Kennel (1991) y el de Tsurutani y Stone (1985).

2.1. a) Ecuaciones MHD

En el caso de un medio continuo la fuerza por unidad de volumen que ejerce el campo electromagnético sobre un fluido conductor es :

$$\mathbf{f} = \rho_e \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.1)$$

(donde c es la velocidad de la luz en el vacío, ρ_e es la densidad de carga del fluido por cm^3 , \mathbf{E} y \mathbf{B} son el campo eléctrico y el campo magnético respectivamente y \mathbf{j} es la densidad de corriente eléctrica que pasa por el medio).

Las leyes de la electrodinámica describen las relaciones entre los valores de los campos electromagnéticos entre un punto y su vecindad.

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho_e \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$c (\nabla \times \mathbf{B}) = 4\pi \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.5)$$

La primera ley del electromagnetismo describe el flujo del campo eléctrico. La segunda ley es la de la inducción magnética que describe cómo un cambio en el campo magnético \mathbf{B} que fluye a través de una superficie cerrada induce un campo eléctrico \mathbf{E} que circula sobre un lazo que encierra a la superficie. La tercera ley de Maxwell nos dice que las líneas de campo siempre son cerradas. El flujo de \mathbf{B} a través de cualquier superficie cerrada es cero. Finalmente la cuarta ley de Maxwell dice que la circulación de un campo magnético \mathbf{B} a través de un lazo cerrado es proporcional a la corriente eléctrica que pasa entre el lazo más el cambio del flujo del campo eléctrico a través de la superficie.

En la aproximación MHD, la cuarta ecuación de Maxwell se reduce a una expresión más sencilla, ya que el segundo término del lado derecho de la ecuación (2.5) generalmente es muy pequeño, esto es, $|(1/c)(\partial \mathbf{E} / \partial t)| \ll |\nabla \times \mathbf{B}|$ por lo que no se le toma en cuenta y la ecuación se simplifica a :

$$(\nabla \times \mathbf{B}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (2.5)$$

Es necesaria una ecuación más para completar el sistema de ecuaciones con variables E , B , y j . Ésta es la ley de la conducción, que en su caso más simple corresponde a la ley de Ohm :

$$j' = \sigma E' \quad (2.6)$$

(donde las primas denotan un sistema de referencia que se mueve junto con el fluido y σ = conductividad eléctrica).

La ley de Ohm como está escrita en (2.6) solamente es válida en un sistema de referencia para el cual fluido se encuentre en reposo. Lo que significa que es necesario transformarla a nuestro sistema de referencia donde el fluido se está moviendo. De acuerdo con la teoría electromagnética, el campo electromagnético en diferentes sistemas de referencia en movimiento cambia de componentes conforme a las transformaciones relativistas:

$$E' = (1 - \gamma_u) \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{E}}{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}} \mathbf{u} + \gamma_u (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

$$B' = (1 - \gamma_u) \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}}{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}} \mathbf{u} + \gamma_u \left(\mathbf{B} - \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{E}}{c \cdot c} \right)$$

donde $\gamma_u = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$

como la velocidad del fluido u es muy pequeña comparada con la velocidad de la luz c . Entonces en una primera aproximación no tomamos en cuenta los términos de segundo grado, y las ecuaciones de transformación quedan como :

$$E' = E + \mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad B' = B \quad (2.7)$$

sustituyendo en la ley de Ohm (3.6)

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2.8)$$

que es la forma que va a tener la ley de Ohm desde nuestro laboratorio para el caso no relativista. ϵ

De la ecuaciones de transformación observamos que podemos hablar del campo magnético sin necesidad de especificar el sistema de referencia en el cual lo estamos midiendo, esto es, el campo magnético es invariante a primer orden. Sin embargo, el campo eléctrico no es invariante a las

transformaciones.

En magnetohidrodinámica se trabaja generalmente con fluidos conductores para los cuales la conductividad es muy grande pese a que sus corrientes eléctricas son finitas. Por ejemplo el caso del medio interplanetario que se encuentra totalmente ionizado, esto significa, que sus electrones están libres por lo que su conductividad eléctrica es casi "infinita", sin embargo, las corrientes en el medio son finitas. Esta propiedad hace factibles el empleo de las ecuaciones MHD. De la ley de Ohm (2.6) como las corrientes son finitas se sigue que el campo eléctrico en el medio debe ser muy pequeño ya que la conductividad es muy grande. Esto quiere decir que en un sistema de referencia moviéndose con el fluido, el campo eléctrico es muy pequeño y lo es suficientemente pequeño como para despreciarlo, esto es, $E' = 0$, entonces de las transformaciones (2.7) se sigue que:

$$E + u \times B = 0$$

de donde

$$E = - u \times B \quad (2.9)$$

Esta última relación va a permitir expresar el campo eléctrico medido desde nuestro sistema de referencia en términos del campo magnético externo y de la velocidad del fluido.

Con la información anterior y las ecuaciones de la mecánica de fluidos del capítulo I, es posible entonces escribir las ecuaciones básicas de la magnetohidrodinámica :

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (2.4)$$

usando la ecuación (2.9), la ecuación de inducción del campo magnético (2.3) se reescribe como :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{c} \nabla \times (u \times B) \quad (2.10)$$

la ecuación de la conservación de la masa se expresa de la misma forma que en el capítulo anterior :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (2.11)$$

La ecuación de movimiento, que en el caso de los fluidos no conductores ideales se expresa como la de Euler, se "enriquece" por la fuerza ejercida por el campo magnético al flujo del fluido conductor .

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \frac{1}{4\pi\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

(donde nuevamente en la aproximación MHD no se toma en cuenta el término debido al campo eléctrico, esto es, $\rho_e \mathbf{E} \ll \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}$).

Sustituyendo por la ecuación de Ampère aproximada (2.5)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \frac{1}{4\pi\rho} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.12a)$$

esta ecuación puede escribirse de manera que exprese más físicamente su significado utilizando algunas identidades del cálculo vectorial. Ya que :

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -\nabla(B^2/2) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}$$

y como

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(B_i B_k \right)$$

entonces

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(-\frac{B^2}{2} \delta_{ik} + B_i B_k \right)$$

lo cual puede expresarse en forma matricial análogamente al tensor de esfuerzos electromagnético

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \begin{vmatrix} B_1^2 - \frac{1}{2} B^2 & B_1 B_2 & B_1 B_3 \\ B_1 B_2 & B_2^2 - \frac{1}{2} B^2 & B_2 B_3 \\ B_3 B_1 & B_3 B_2 & B_3^2 - \frac{1}{2} B^2 \end{vmatrix}$$

esta matriz muestra cómo el campo magnético aporta una "elasticidad" adicional al fluido. Ahora el campo magnético "responde" a esfuerzos normales, al igual que la presión del fluido, con los términos diagonales y a esfuerzos de "corte", que por definición no puede hacer un fluido ideal, con los términos fuera de la diagonal $B_i B_j$.

Entonces finalmente escribimos la ecuación de movimiento de un fluido conductor en un plasma de otra forma equivalente a como la escribimos en (2.12a) pero donde aparecen los términos diagonales y los términos de corte:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left(-P \delta_{ik} - \frac{B^2}{2} \delta_{ik} + B_i B_k \right) \quad (2.12b)$$

Finalmente la ecuación de energía la cual es análoga al caso hidrodinámico pero se le añade el término debido a la energía 'per se' del campo magnético

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \rho c + \frac{B^2}{8\pi} \right) \quad (2.13)$$

Nueve ecuaciones (2.4), 3 ecs. (2.10), (2.11), 3 ecs. (2.12) y (2.13), para nueve variables campo magnético \mathbf{B} , velocidad del fluido \mathbf{u} , presión del fluido P , densidad del fluido ρ y la energía interna del fluido c .

2.1. b) Teorema de Alfvén

Como lo explica Ferraro el teorema de Alfvén puede enunciarse como: "Sea un fluido de conductividad infinita moviéndose a través de un campo magnético, entonces el flujo que pasa a través de un lazo que se mueve con el fluido es constante". Alfvén expresó su idea diciendo que las líneas de fuerza del campo magnético están "congeladas" siempre que se cumpla la ecuación (2.10). Esto quiere decir que en efecto el fluido puede fluir libremente a lo largo de las líneas magnéticas de fuerza pero cualquier movimiento ortogonal a las líneas de fuerza transporta a éstas con el fluido. Matemáticamente esto es fácil de demostrar a partir de la ley de Faraday (2.10).

El resultado anterior es de esperarse con base en argumentos físicos, ya que el campo eléctrico inducido, mientras el fluido se mueve a lo largo de las líneas del campo magnético, es proporcional a la componente de la velocidad del medio ortogonal a las líneas del campo \mathbf{B} (ecuación 2.9). Esto quiere decir que como la conductividad del medio es infinita, entonces esta componente de la velocidad debe ser infinitesimal si la densidad de corriente eléctrica permanece finita, como se supuso inicialmente.

La ecuación de movimiento (2.12) expresa el hecho de que las componentes del tensor de esfuerzos de Maxwell afectan la dinámica de un fluido conductor exactamente de la misma manera al análogo de los esfuerzos

materiales. Cuando la conductividad es tan grande que podemos considerar el campo magnético como congelado en el fluido, las propiedades elásticas del campo magnético son comunicadas de manera muy eficiente al fluido. El escalar $B^2/8\pi$ es equivalente a una presión, mientras que $\mathbf{B}\mathbf{B}/4\pi$ se interpreta como una tensión a lo largo de las líneas de campo.

2.2 ONDAS MHD

El teorema de Alfvén asegura que las líneas del campo magnético se "congelan" en el plasma, lo que significa que aparte de sus parámetros de fluido el campo magnético le añade al medio una "elásticidad" e "inercia" magnética. En un plasma se propagan perturbaciones al igual que en los fluidos, pero en este caso, el campo magnético amplifica la taxonomía de las ondas lineales. Las ondas que se propagan en un medio como éste se les conoce como *ondas magnetohidrodinámicas*.

El procedimiento que se sigue para encontrar las perturbaciones lineales a través de un medio que satisface las ecuaciones MHD es completamente análogo a como se hizo en el capítulo anterior para encontrar las perturbaciones sonoras que se propagan en un fluido. Suponemos una perturbación pequeña en las variables de estado del plasma y se sustituye en las ecuaciones MHD para ver cómo se propaga.

Debido a que en este caso el sistema tiene necesariamente tres dimensiones, dadas por el campo magnético, es importante escoger un sistema de referencia adecuado para simplificar un poco el desarrollo. Vamos a describir la perturbación desde un sistema de referencia que se va moviendo con la perturbación, que se a través del plasma, a lo largo del eje x con una velocidad C y en donde, por conveniencia, el campo magnético inicial \mathbf{B}_0 se encuentra contenido en el plano $(x,y,0)$.

En el medio se propaga una perturbación a velocidad C que produce cambios muy pequeños en los parámetros del plasma. Desde nuestro sistema de referencia estos se observan como :

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad ; \quad \mathbf{u} = (C, 0, 0) + (u_x, u_y, u_z)$$

$$P = P_0 + P' \quad ; \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b} = (B_x, B_y, 0) + (b_x, b_y, b_z)$$

(donde el subíndice 0 denota los valores no perturbados).

Estamos considerando que el medio es homogéneo. Como nuestro sistema de referencia se mueve junto con la perturbación el fenómeno físico que observamos es estacionario. Entonces, desde nuestro sistema de referencia, los cambios en las variables de estado sólo se dan en x . Esto matemáticamente se expresa como $\partial/\partial t = 0$ y $\nabla = (\partial/\partial x, 0, 0)$.

Cuando se sustituye la perturbación del campo magnético a la ecuación (2.4) se obtiene un importante resultado :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{\partial B_x}{\partial x} = 0 \quad (2.13)$$

lo que necesariamente implica que $b_x = 0$, lo que es lo mismo $B_{x1} = B_{x2}$. Ésta es una propiedad importante de todas las perturbaciones en un medio MHD : *No hay cambio en la componente del campo magnético a lo largo de la dirección de propagación de la onda.*

De la misma forma, si sustituimos la perturbación en la ecuación de continuidad (2.11) y no tomamos en cuenta los términos de segundo orden de la perturbación obtenemos :

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}_x) = \hat{x} \left(-C \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \rho_0 u_x \right) = 0 \quad (2.14)$$

Análogamente sustituyendo en la ecuación de momento (2.12) y desarrollando por componentes se obtienen tres ecuaciones escalares

$$\hat{x} : \quad -\rho_0 C \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{4\pi} B_y \frac{\partial b_y}{\partial x} = 0 \quad (2.15)$$

$$\hat{y} : \quad \rho_0 C \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{1}{4\pi} B_x \frac{\partial b_y}{\partial x} = 0 \quad (2.16)$$

$$\hat{z} : \quad -\rho_0 C \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{1}{4\pi} B_x \frac{\partial b_z}{\partial x} = 0 \quad (2.17)$$

Finalmente, haciendo lo mismo con la ecuación de inducción magnética (2.4) y olvidándose de los términos de segundo orden

$$\hat{y} : \quad -C \frac{\partial b_y}{\partial x} + B_y \frac{\partial u_x}{\partial x} - B_x \frac{\partial u_y}{\partial x} = 0 \quad (2.18)$$

$$\hat{z} : \quad -C \frac{\partial b_z}{\partial x} - B_x \frac{\partial u_z}{\partial x} = 0 \quad (2.19)$$

El sistema de ecuaciones anterior relaciona los cambios a primer orden en un

plasma conductor. Para completar el sistema se utiliza la relación entre los cambios de densidad y los cambios de presión que se utilizó en el capítulo anterior (donde c_0 es la misma constante de proporcionalidad de la ecuación (1.12)).

$$P' = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \rho' = c_0^2 \rho' \quad (2.20)$$

Ahora si, el sistema está completo y podemos resolver el siguiente sistema de ecuaciones para comenzar la taxonomía ondulatoria MHD.

2.2. a) Ondas Intermedias / ondas de Alfvén

Solamente en dos ecuaciones aparecen cambios a lo largo del eje z .

$$\frac{\partial}{\partial z} : \quad -\rho_0 C \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{1}{4\pi} B_x \frac{\partial b_z}{\partial x} = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} : \quad -C \frac{\partial b_z}{\partial x} - B_x \frac{\partial u_z}{\partial x} = 0 \quad (2.19)$$

como estas ecuaciones solamente contienen dos variables (cambios en la componente z de la velocidad y en la componente z del campo magnético (donde originalmente no había ni velocidad ni campo)) entonces el sistema puede resolverse directamente. A las ondas dadas por estas ecuaciones se le conoce como *ondas intermedias* u *ondas de Alfvén*. Vamos a resolver el sistema para conocer la velocidad de propagación de las onda de Alfvén y discutir brevemente sus características físicas.

Despejando de la ecuación (2.19) obtenemos una expresión que nos va a permitir despejar C

$$\frac{\partial u_z}{\partial x} = -\frac{C}{B_x} \frac{\partial b_z}{\partial x}$$

sustituyendo en la ecuación (2.17) se encuentra directamente que

$$C^2 = \frac{B_x^2}{4\pi \rho} \quad (2.21a)$$

(C_1 = velocidad de propagación de las ondas intermedias).

La velocidad de propagación de las ondas intermedias sólo depende de la magnitud de la componente del campo magnético en la dirección de propagación de la onda y de la densidad del plasma.

Los cambios en los parámetros del plasma se pueden observar sustituyendo la relación (2.21a) en la ecuación (2.19). Vemos cómo se relacionan los cambios en la velocidad con los cambios en el campo magnético

$$\frac{\partial u_z}{\partial x} = \pm \frac{1}{4\pi\rho} \frac{\partial B_z}{\partial x} \quad (2.21b)$$

Donde los dos tipos de soluciones diferentes dadas por los signos significan simplemente si la dirección de propagación de la onda es paralela o antiparalela a la dirección del campo.

En las ondas de Alfvén el cambio en el campo magnético es ortogonal a su dirección original, *no hay cambio en la magnitud del campo magnético* sino sólo en dirección. Por otro lado, *tampoco existen cambios en las propiedades termodinámicas* a través de tal onda. Los únicos cambios que aparecen en una onda de Alfvén son en la velocidad, y en la dirección del campo magnético. Las ondas de Alfvén son *ondas transversales* del mismo tipo que las ondas que

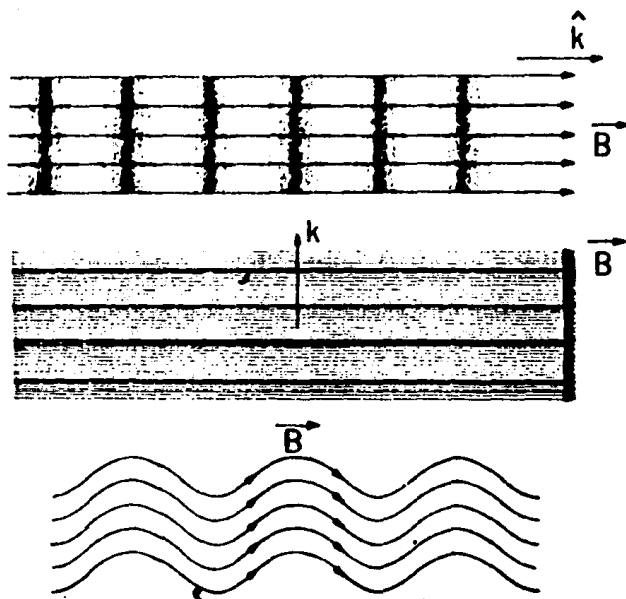


Fig.(2.1) Tres ondas básicas en un fluido hidromagnético compresible. Arriba, una onda acústica longitudinal. En medio una onda magnetoacústica. Abajo una onda de Alfvén. [tomado de Burlaga.1971].

se propagan en una cuerda vibrante, como se muestran en la figura (2.1) en

la parte inferior.

Frecuentemente se da una explicación física de las ondas de Alfvén u ondas intermedias en términos de una cuerda vibrante, ya que la onda es lineal y puramente transversal. En una cuerda, la velocidad de propagación de la ondas esta dada por la raíz cuadrada de la tensión sobre la densidad ($c_0^2 = T_0/\rho_0$). La analogía en el medio MHD es debido al campo magnético. En el capítulo I se mencionó que en un fluido solamente se pueden propagar ondas longitudinales ya que por definición el fluido no tiene esfuerzos de corte. Sin embargo, en éste caso el hecho de que las líneas del campo magnético estén congeladas en el fluido conductor modifica la "elasticidad" del medio, ahora no solo el medio responde a cambios de presión sino que el campo magnético tiene una "tensión" a lo largo de sus líneas de campo congeladas. Como la tensión a lo largo de la dirección de propagación esta dada por $B_x^2/4\pi$, comprobamos que esta descripción es completamente consistente con el resultado dado por la ecuación (2.21a). Sin embargo, mientras que la cuerda puede vibrar en cualquier dirección ortogonal a la dirección de propagación de la onda (de la cuerda), las ondas de Alfvén corresponden a cambios en el campo magnético únicamente en una dirección (z en este caso). Entonces, en el caso de la cuerda ordinaria vibrando en realidad tenemos dos modos independientes los cuales tienen la misma velocidad de propagación. En el plasma, solamente un modo corresponde a los cambios ortogonales del campo magnético que es propaga a la velocidad de Alfvén. Las ondas en donde cambia la componente y-ésima del campo magnético también existen pero dan lugar a esfuerzos longitudinales, y como resultado su velocidad de propagación se modifica.

2.2. b) Ondas rápidas y lentas

En este inciso manipulando ahora las otras ecuaciones que involucran cambios tanto en las componentes x como en las componentes y, vamos a obtener dos tipos de ondas las cuales se propagan a velocidades diferentes, pero tienen características físicas similares :

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}_x) = \hat{x} \left(-C \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \rho_0 u_x \right) = 0 \quad (2.14)$$

$$\hat{x} : \quad -\rho_0 C \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{4\pi} B_y \frac{\partial b_y}{\partial x} = 0 \quad (2.15)$$

$$\hat{x} : \quad \rho_0 C \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{1}{4\pi} B_x \frac{\partial b_y}{\partial x} = 0 \quad (2.16)$$

$$\hat{x} : \quad -C \frac{\partial b_y}{\partial x} + B_y \frac{\partial u_x}{\partial x} - B_x \frac{\partial u_y}{\partial x} = 0 \quad (2.18)$$

$$P' = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \rho' = c_0^2 \rho' \quad (2.20)$$

En principio vamos a despejar la velocidad de propagación C de éstas ondas. Multiplicando la ecuación (2.14) por C y sustituyendo en ecuación (2.15) se obtiene :

$$C^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{B_y}{4\pi} \frac{\partial B_y}{\partial x} ,$$

utilizando la ecuación (2.20) y dividiendo entre $\partial \rho / \partial x$ obtenemos una expresión cuadrática conveniente :

$$C^2 = c_0^2 + \frac{B_y}{4\pi} \frac{\partial x}{\partial \rho} \frac{\partial B_y}{\partial x}$$

$$C^2 - c_0^2 = \frac{B_y}{4\pi} \frac{\partial x}{\partial \rho} \frac{\partial B_y}{\partial x}$$

ésta es una relación importante que vamos a utilizar para conocer C , sin embargo, es necesaria otra relación que se obtiene análogamente usando las relaciones (2.16) y (2.18)

$$C^2 - C_1^2 = C B_y \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial b_y}$$

(donde C_1 es la misma definida por la ecuación (2.21a)).

Usando los dos resultados anteriores se obtiene una ecuación cuadrática para la velocidad de propagación C de la onda

$$(C^2 - c_0^2) (C^2 - C_1^2) = C^2 \frac{B_y^2}{4\pi} \quad (2.22)$$

Procediendo de una manera análoga, esto es, manipulando de forma conveniente las ecuaciones es posible encontrar otra relación cuadrática para la velocidad de propagación C

$$(C^2 - c_0^2) (C^2 - C_A^2) = C^2 \frac{B_y^2}{4\pi} \quad (2.23)$$

$$\text{en donde } CA^2 = \frac{B_0^2}{4\pi \rho} = \text{velocidad de Alfvén}$$

Las ecuaciones (2.22) y (2.23) son dos sistemas cuadráticos para la velocidad de propagación de la onda C , del que resultan dos magnitudes de velocidades diferentes y a cada magnitud le corresponden dos soluciones (misma onda pero direcciones opuestas de propagación).

Como el lado derecho de las igualdades anteriores (2.21) y (2.22) es positivo entonces los elementos del lado izquierdo deberán tener el mismo signo, ó ambas positivas ó ambas negativas. Esto implica que del sistema de ecuaciones anterior se obtengan dos resultados distintos para la velocidad de propagación de la onas C .

De (2.22) se obtiene dos soluciones a la velocidad que significan dos tipos de ondas distintos :

i) ondas lentas

$$C_L^2 \approx CA^2 \quad , \quad C_L^2 \approx c_0^2 \quad ,$$

esto es, las ondas lentas son llamadas así porque son más lentas que las ondas intermedias y más lentas que las ondas sonoras

ii) ondas rápidas

$$C_R^2 \approx CA^2 \quad , \quad C_R^2 \approx c_0^2 \quad .$$

Antes de discutir el significado físico de ambas soluciones, examinemos ahora los cambios en las propiedades del flujo que ocurren a través de estas ondas. En estos modos, al contrario de las ondas de Alfvén, no hay cambios a lo largo de la dirección z

$$\frac{\partial u_z}{\partial x} = \frac{\partial b_z}{\partial x} = 0$$

Para estos modos el campo magnético permanece en el plano formado originalmente por el campo magnético y la dirección de propagación de la onda. Para las ondas rápidas y lentas existen en general cambios en ambas componentes de la velocidad u_x y u_y . Por lo que estas ondas son parcialmente transversales y parcialmente longitudinales.

Las ondas rápidas tienen una velocidad de propagación mayor que la

propagación ordinaria del sonido, esto se sigue de que en esta onda los cambios en el campo magnético $\delta b_y/\delta x$ tienen el mismo signo que los cambios en la densidad. En cambio, para una onda lenta los cambios son en sentidos opuestos. Debido a que la presión magnética y la presión hidrostática actúan simultáneamente y en el mismo sentido, la velocidad de una onda rápida es mayor que la del sonido; sin embargo, la velocidad de una onda lenta es menor a la del sonido ya que que la presión magnética y la del gas actúan en sentidos opuestos contrarrestándose. En la figura (2.1) se muestran cualitativamente ondas MHD propagándose a través de un plasma; los dibujos de arriba ejemplifican una onda MHD compresiva que se propaga en dos direcciones distintas con respecto al campo magnético; la perturbación de abajo es una onda de Alfvén ó intermedia de la cual se hizo mención anteriormente.

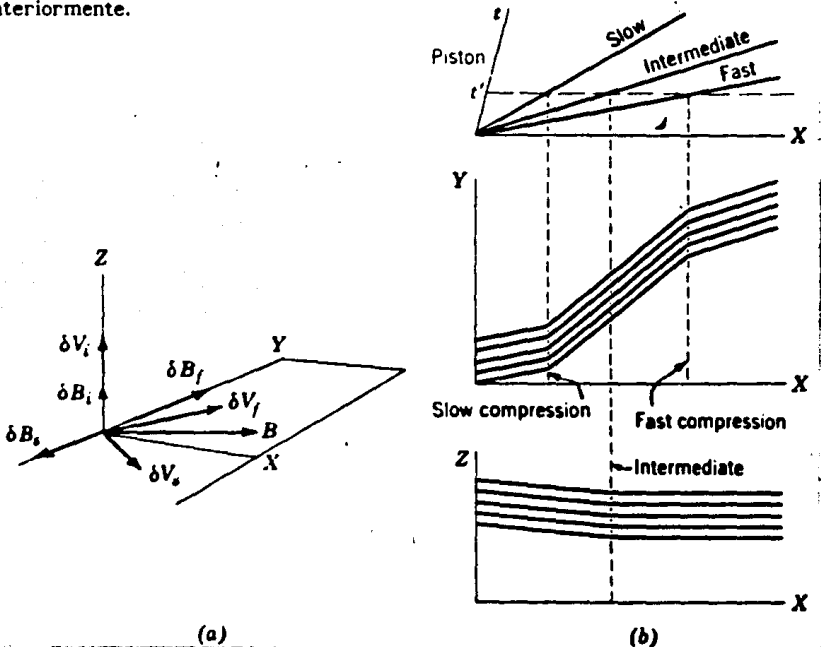


Fig. (2.2) Tres ondas MHD se propagan lo largo del eje X. Las proyecciones de las líneas del campo magnético sobre el plano (xy) y (xz) en un tiempo t' se muestran en el caso cuando la onda rápida al igual que la lenta son compresivas. Los cambios en el campo magnético y la velocidad se ilustran en el diagrama vectorial. Inicialmente el campo magnético se encuentra en el plano (xy). Puede observarse como los tres cambios en la velocidad son mutuamente ortogonales. [tomada de Kunkel, 1966].

La figura (2.2) ejemplifica los tres tipos de ondas MHD. Se produce una

perturbación que excita los tres tipos de onda simultáneamente. La figura muestra cómo comienzan a separarse en el diagrama $x - t$. Después se muestran las proyecciones de las líneas de campo magnético sobre los planos $x-y$ y $x-z$ en un tiempo t' en un caso donde ambas ondas rápida y lenta son compresivas. La dirección de los cambios en velocidad y de campo magnético a través de las tres ondas se ilustran en el diagrama vectorial. El campo magnético inicial B_0 y los cambios producidos en la velocidad δu_x y δu_r están en el plano $x-y$.

Particularmente importantes para el estudio de los choques transitorios en el medio interplanetario son las ondas rápidas, ya que los choques formados por éstas son los que se observan con mayor frecuencia en el viento solar. Las ondas rápidas son parcialmente longitudinales y parcialmente transversales, podemos analizar sus aspectos longitudinales y transversales por separado. Los aspectos longitudinales se encuentran puramente en la ecuación de momento (2.15)

$$-\rho_0 C_R \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(P + \frac{1}{8\pi} B_y^2 \right) = 0 \quad (2.15)$$

Utilizando la ecuación de continuidad (2.14) es fácil mostrar que :

$$C_R^2 = c_0^2 + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{(\partial B_y / \partial x)}{(\partial \rho / \partial x)} \right) = c_0^2 + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\delta B_y}{\delta \rho} \right) \quad (2.16)$$

(donde δ denota cambio)

de este resultado, como se había comentado anteriormente, se observa que la velocidad de propagación de las ondas rápidas y lentas resulta tanto de los cambios de presión del gas como de la presión magnética divididos entre los cambios de densidad.

De la misma forma los aspectos trasversales se obtienen de la ecuación de momento de la componente \hat{y} (2.16) y de la ecuación (2.18) se obtiene una relación análoga al resultado anterior pero en términos de los cambios transversales

$$C_R^2 = \frac{C_I^2}{1 - \frac{B_y}{\rho_0} \frac{(\partial \rho / \partial x)}{(\partial B_y / \partial x)}} = \frac{C_I^2}{1 - \frac{B_y}{\rho_0} \frac{\delta \rho}{\delta B_y}}$$

Como puede observarse si no hay cambios en la densidad ($\delta \rho = 0$) entonces la velocidad de propagación se aproxima a la velocidad de las ondas

intermedias. Esta expresión muestra cómo, si $\delta\rho$ y δB_y tienen el mismo signo, entonces la velocidad de propagación C es mayor a aquella que se tiene cuando los cambios $\delta\rho$ y δB_y tienen signos opuestos, el primer caso corresponde a la ondas rápidas mientras que el segundo corresponde a las ondas lentas.

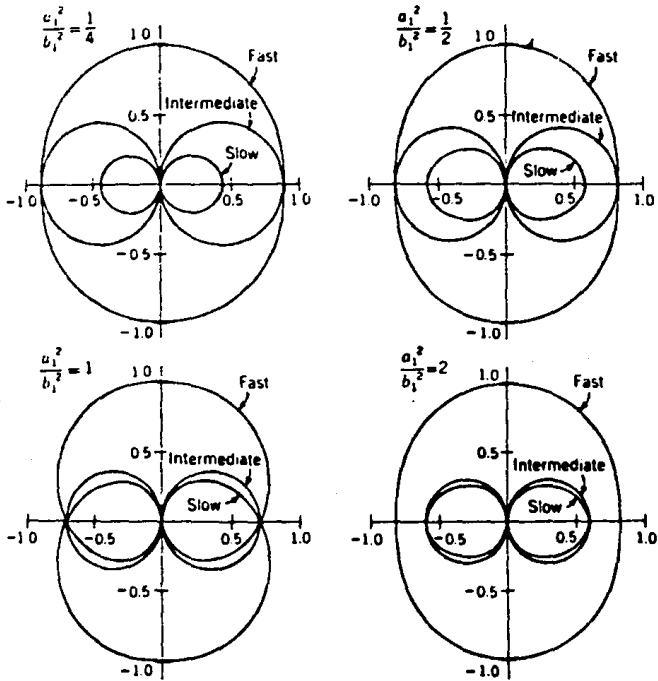


Fig.(2.3) Diagramas de Friedrichs. Gráfica en coordenadas polares que muestra la dependencia de las tres ondas MHD con el ángulo entre la dirección de propagación y el campo magnético, para varios valores de la razón entre la velocidad del sonido y la velocidad de Alfvén. Las velocidades se han normalizado con respecto a $(z_+ + z_-)^{1/2}$. [tomada de Kunkel,1966]

Por otro lado la figura (2.3) muestra los famosos diagramas de Friedrichs, que permiten analizar brevemente los valores límites cuando $c_0 \gg C_A$ y $c_0 \ll C_A$, que corresponden a los casos en donde la presión del gas es mucho mayor y mucho menor que la presión magnética respectivamente. Cuando $c_0 \gg C_A$, la velocidad de propagación de la onda rápida se aproxima a la

velocidad del sonido. Lo cual concuerda con lo que uno esperaría, ya que el campo magnético en este caso no debe alterar sensiblemente la velocidad del sonido. En el mismo límite, la onda lenta tendrá una velocidad de propagación muy pequeña comparada con c_0 y su velocidad de propagación se aproximará a C_1 . En otras palabras conforme el cociente entre la presión del gas y la presión magnética se incrementa, entonces la rapidez de la onda lenta y la de Alfvén tienden al mismo valor. En el límite contrario $c_0 \ll C_A$, la rapidez de la onda rápida se aproxima a C_A .

Concluyendo nuestro análisis de las ondas lineales MHD podemos decir :

a) Existen tres tipos distintos de modos de propagación, los cuales pueden clasificarse convenientemente según la magnitud de su velocidad de propagación como rápidas, intermedias y lentas. Los cambios en la velocidad del fluido a través de las tres ondas son mutuamente ortogonales.

b) Para las ondas rápidas así como las lentas, tanto la velocidad como el campo magnético permanecen en el plano definido por la dirección del campo magnético inicial antes de la onda y por la dirección de propagación de la onda. Por otro lado, para las ondas intermedias u ondas de Alfvén los cambios producidos tanto en la velocidad como en el campo magnético son puramente en la dirección perpendicular a este plano.

c) Para el modo rápido, la presión magnética se incrementa cuando la densidad se incrementa. Para el caso de la ondas lentas, un incremento en la presión magnética corresponde a un decremento de densidad. A través de una onda intermedia ni la presión magnética ni la densidad cambian.

3.2. c) *Observaciones de ondas MHD en el medio interplanetario*

Este inciso tiene como objetivo mostrar algunas de las primeras observaciones de ondas MHD en el medio interplanetario. En las secciones anteriores hemos desarrollado la teoría y ahora se trata de unir ésta a las observaciones del medio interplanetario.

(a) *Ondas de Alfvén:*

Uno de los mayores logros del estudio del medio interplanetario en sus

comienzos fue mostrar que la teoría MHD era aplicable a un plasma tan tenue. Desde luego que los procesos fluidos abarcan tan solo un área de estudio de la gran cantidad de fenómenos que ocurren ahí y teniendo en cuenta que la aplicación de la teoría MHD es limitada.

Unti y Neugebauer (1968) fueron de los primeros en informar sobre observaciones de ondas de Alfvén en el medio interplanetario usando los datos del plasma y del campo magnético obtenidos por el Mariner 2. Uno de sus resultados se muestra en la figura (2.4a). Ésta muestra un campo magnético B (a partir de 19 valores promedio observados) en un sistema

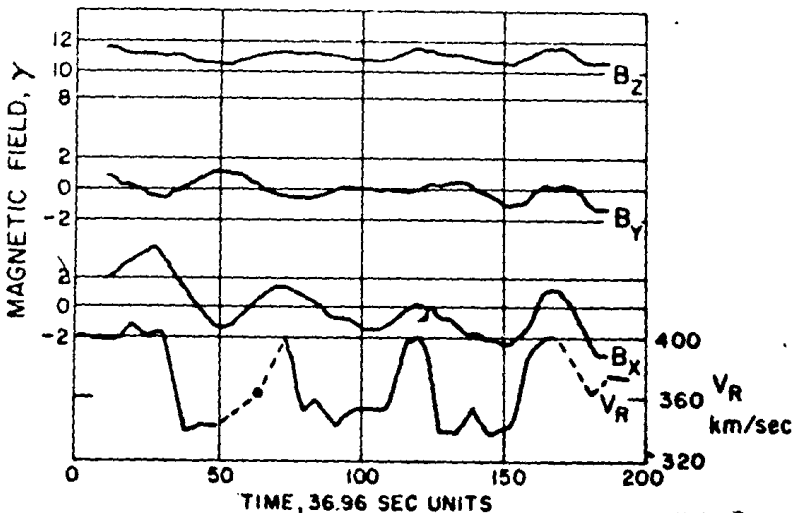


Fig.(2.4a) Observaciones de una onda de Alfvén. Esta muestra una forma de onda casi periódica con una fuerte correlación entre la componente radial (con respecto al Sol) de la velocidad V_r y la componente radial del campo magnético B_x . [tomado de Burlaga,1971].

coordinado para el cual el campo promedio se encontraba a lo largo del eje z y las fluctuaciones mínimas fueron en el plano xy . La velocidad del plasma también se muestra. Se puede observar una onda planamente polarizada casi senoidal con δB fuertemente correlacionado con V y δB ortogonal a B . Usando las mediciones de B y de n (densidad) para obtener δV encontraron una correlación con las perturbaciones de la velocidad medidas (figura 2.3b), lo cual sugiere que (2.21b) se satisface. Sin embargo las mediciones en la densidad, medidas suponiendo que la velocidad de flujo del viento solar es radial, muestran un problema, ya que no satisfacen la

condición de que en una onda de Alfvén la densidad es constante ($n=cte$) (de hecho la densidad está altamente correlacionada con V (figura 2.4b) pero esto probablemente es un efecto del instrumento) [Burlaga,1971].

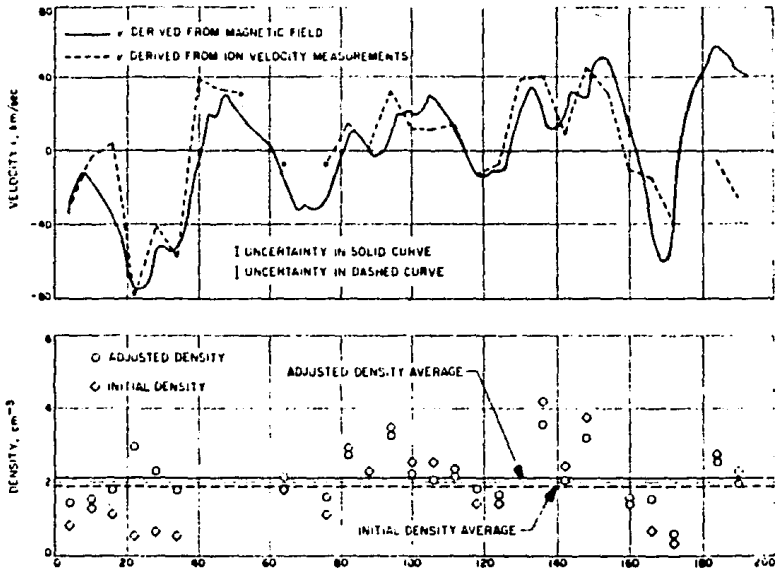


Fig.(2.4b) Onda de Alfvén. La velocidad observada y la velocidad deducida a partir de los datos de B (fig .3a) asumiendo que hay una onda de Alfvén muestran una buena correlación. La densidad corregida es constante , como se requiere en una onda de Alfvén. [tomado de Burlaga,1971]

La figura (2.5) muestra otros datos de plasma y campo magnético interplanetarios obtenidos durante 24 horas por el satélite Mariner 5 . Las mediciones representan promedios de 5 minutos de las tres componentes de la velocidad del plasma y del campo magnético en un sistema cartesiano de coordenadas, con la coordenada R apuntando hacia afuera del Sol, la coordenada T es ortogonal a R y paralela al plano de la eclíptica, y la coordenada N es ortogonal al plano de la eclíptica. La magnitud del campo magnético $|B|$ y la densidad de protones n se muestran en la parte baja de la figura. Este gráfico revela cómo las variaciones de cada componente del campo magnético están altamente correlacionadas con las variaciones en la misma componente de la velocidad . Belcher y Davis (1971) identificaron estas variaciones como ondas de Alfvén aperiódicas, donde la clave para ésta relación es la ecuación (2.21b) que indica que en una onda de Alfvén los

cambios de velocidad y del campo magnético en la misma dirección espacial son proporcionales. Las variaciones en la figura (2.5) no muestran únicamente que δu y δB sean proporcionales sino que la constante de proporcionalidad dada por la ecuación (2.21b) coincide con el valor medido dentro de la incertidumbre experimental. Este fenómeno se ha encontrado que es común en las observaciones del satélite Mariner 5. Las perturbaciones del campo magnético b muestran una fuerte tendencia estadística a ser

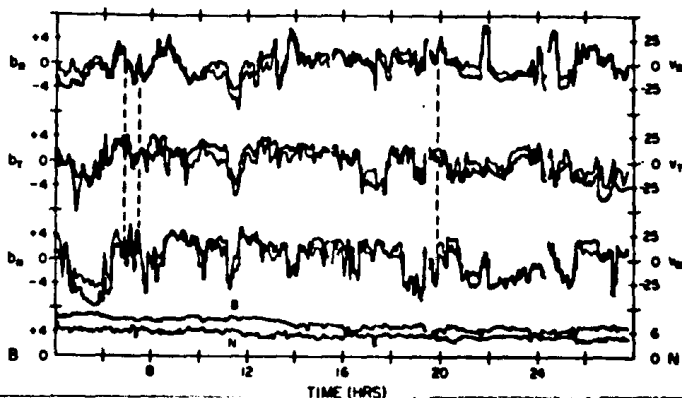


Fig.(2.5) Promedios de cinco minutos de las componentes del campo magnético, de la velocidad del plasma, de la magnitud del campo magnético y de la densidad de protones observadas por el Mariner 5. [tomada de Hundhausen, 1972]

transversales al campo magnético promedio, como uno espera para las ondas de Alfvén. Los períodos de las variaciones observadas varían desde $\approx 4h$, hasta el límite de resolución temporal del aparato, $\approx 10min$; esto implica longitudes de onda que van desde $5 \times 10^6 km$ (0.03 UA) a más pequeñas [Hunhausen, 1972].

b) Ondas rápidas:

Cuando se tiene una onda rápida propagándose en dirección normal al campo magnético, se le llama onda *magnetoacústica* por su análogo obvio que tiene con las ondas sonoras. ⁶ Burlaga (1968) presentó evidencias de ondas magnetoacústicas a partir de las observaciones de los magnetómetros del Pioneer 6. Estas se muestran en la figura (2.6) donde se pueden ver oscilaciones en la magnitud del campo magnético B pero no en su dirección B/B , como uno espera en una onda rápida, propagándose normalmente con

respecto al campo magnético. La densidad del plasma está en la parte intermedia de la gráfica pero se puede observar que la precisión de las mediciones no es la adecuada para medir las pequeñas oscilaciones que uno esperaría ya que tanto la densidad como la temperatura deberían oscilar en fase con B . Las mediciones en la temperatura sugieren un máximo cuando se da un máximo de compresión pero sin embargo la resolución no permite asegurarlo con certeza. Debe uno notar que en mediciones de plasma como ésta sería necesario al menos una precisión en el espectro de al menos 2 datos por minuto, ya que $\Delta n/n \approx \Delta B/B \approx 0.1$; la densidad sería necesario medirla con una incertidumbre apreciablemente menor de un 10%. [Burlaga, 1971]

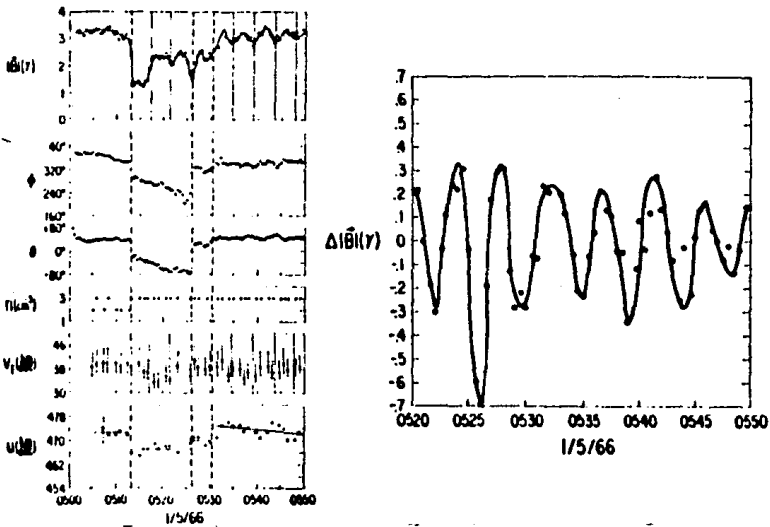


Fig.(2.6) Observaciones de una onda de compresión que probablemente es una onda rápida propagándose ortogonalmente a la dirección del campo [tomada de Burlaga,1971]

Finalmente la figura (2.7) muestra otro registro de una onda rápida propagándose a través del medio interplanetario. Donde se observan cambios periódicos tanto de la magnitud como de la dirección del campo magnético, a la vez que los cambios de densidad (de presión) tienen el mismo signo que los cambios de intensidad en el campo magnético, lo cual es la característica que distingue a las ondas rápidas de las ondas lentas.

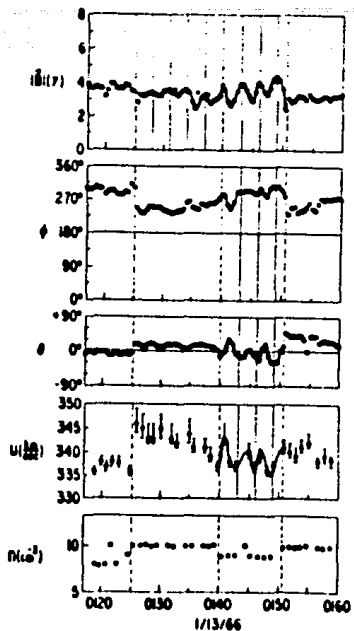


Fig.(2.7) Observación de una onda rápida. Cambios periódicos tanto en la magnitud como en la dirección de B . [tomada de Burlaga,1971]

2.3 DISCONTINUIDADES EN FLUJOS MAGNETOHIDRODINÁMICOS

Al igual que en el capítulo I, cuando para estudiar el flujo del fluido a través de la onda de choque se invocaron los principios de conservación del flujo, en el caso MHD se hace lo mismo. Esto es, para saber lo que está y no está permitido cuando se propaga una discontinuidad a través de un medio conductor, se utilizan los principios físicos más poderosos, en este caso las leyes de conservación que emanan de aplicar las ecuaciones MHD al plano de discontinuidad.

Como en el caso hidrodinámico los flujos de masa, momento y energía deben ser continuos a su paso por la discontinuidad, esto es, toda la masa, el momento y la energía que entran por un lado deben ser iguales a la masa, el momento y la energía que salen por el otro.

$$\left[\rho u_n \right] = 0 \quad (2.16)$$

esta ecuación representa la conservación del flujo de masa, donde u_n denota

la componente normal de la velocidad al plano de la discontinuidad y los paréntesis cuadrados significan la diferencia entre el flujo de un lado y el del otro.

En el caso de la ecuación de momento (2.12), fijándose en sus componentes, es fácil notar que puede expresarse en términos de una componente normal a la discontinuidad y una tangencial a ésta.

$$\left[P + \rho u_n^2 + (B_t^2 - B_n^2)/8\pi \right] = 0 \quad (2.17)$$

$$\left[\rho u_n u_t - B_n B_t/4\pi \right] = 0 \quad (2.18)$$

y el flujo de energía donde la componente debida al campo magnético esta dada por el vector de Pointing en términos de la aproximación MHD.

$$\left[\rho u_n (1/2 u^2 + w) + u_n \frac{B^2}{4\pi} - B_n \frac{u \cdot B}{4\pi} \right] = 0 \quad (2.19)$$

El subíndice t denota la componente tangencial a la superficie, la cual puede tener cualquier dirección sobre el plano de la superficie de la discontinuidad y por eso se denota como un vector.

De la ecuación (2.4) es inmediato, como en el caso de una perturbación propagándose a lo largo del eje x del inciso anterior (ecuación 2.13).

$$\left[B_n \right] = 0 \quad (2.20)$$

y por otro lado, como estamos ubicados en el sistema de referencia del plano discontinuo, entonces el sistema es estacionario, de (2.3) y (2.9) se obtiene que

$$\left[B_n u_t - B_t u_n \right] = 0 \quad (2.21)$$

Usando la ecuación de continuidad (2.16) y la de B_n (2.20) es conveniente escribir estas ecuaciones como :

$$\left[P \right] + j^2 \left[\rho^{-1} \right] + \frac{1}{8\pi} \left[B_t^2 \right] = 0 \quad (2.17)$$

$$j \left[u_t \right] = \frac{B_n}{4\pi} \left[B_t \right]^2 \quad (2.18)$$

$$j \left[w + 1/2 j^2/\rho^2 + 1/2 ut^2 + \frac{Bt^2}{4\pi\rho} \right] = \frac{Bn}{4\pi} \left[Bt \cdot ut \right] \quad (2.19)$$

$$Bn \left[ut \right] = j \left[Bt/\rho \right] \quad (2.21a)$$

$$\left[u_n B - B_n u \right] = 0 \quad (2.21b)$$

(donde j denota el flujo de masa a través del plano, esto es $j = \rho u_n$) .

Estas ecuaciones, junto con las ecuaciones (2.16) y (2.20) forman el sistema fundamental de ecuaciones MHD. Discutiremos a continuación tres casos de discontinuidades MHD de particular interés para la tesis.

2.3. a) Discontinuidad de contacto :

En este caso no hay flujo de masa ($j = 0$) a través de la discontinuidad, el fluido se mueve paralelamente a la superficie de discontinuidad. Sin embargo $B_n \neq 0$, esto es, hay conexión magnética entre ambos lados. De analizar las ecuaciones anteriores bajo estas dos suposiciones, se obtiene que en este caso la velocidad (ec. 2.22), la presión y el campo magnético (ec. 2.17) deben ser continuos. Sin embargo, la densidad (ec. 2.17) [y por lo tanto la temperatura, la entropía, etc.] pueden tener cualquier discontinuidad. Esto es, por una discontinuidad de contacto se entiende simplemente la frontera entre dos plasmas con diferentes densidades y temperaturas, pero unidos por un campo magnético. Esta discontinuidad es de particular interés pues está relacionada con algunos modelos de propagación de perturbaciones en el medio interplanetario, como veremos en el próximo capítulo. La discontinuidad de contacto se expresa como :

$$j = 0 \quad , \quad B_n \neq 0$$

$$\left[ut \right] = 0 \quad , \quad \left[P \right] = 0 \quad , \quad \left[Bt \right] = 0 \quad ; \quad \left[\rho \right] \neq 0$$

2.3. b) Discontinuidad tangencial :

En este caso no hay flujo de masa ni tampoco conexión magnética, esto es $j = 0$ y $B_n = 0$. Entonces, tres de las ecuaciones se satisfacen idénticamente (ecs. 2.18, 2.19, 2.22) que es completamente análogo a lo que se da en la dinámica de fluidos ordinarios. En esta discontinuidad la velocidad y el campo magnético son tangenciales y pueden tener cualquier discontinuidad tanto en magnitud como en dirección. Las discontinuidad en densidad puede tener cualquier valor, pero la densidad de presión debe relacionarse con B_t mediante la ecuación (2.17), de modo que

$$\left[P + \frac{1}{8\pi} B_t^2 \right] = 0$$

Las discontinuidades de las otras cantidades termodinámicas (entropía, temperatura, etc.) están relacionadas con ρ y P por la ecuación de estado. Resumiendo, la discontinuidad tangencial podemos expresarla como :

$$j = 0 \quad , \quad B_n = 0$$

$$\left[P + \frac{1}{8\pi} B_t^2 \right] = 0 \quad , \quad [u_t] \neq 0 \quad , \quad [B_t] \neq 0 \quad ; \quad [\rho] \neq 0$$

Burlaga (1968) informó sobre algunas observaciones posibles de discontinuidades tangenciales en el medio interplanetario. La figura (2.8) muestra una región con al menos tres discontinuidades las cuales fueron observadas por la nave espacial Pioneer 6. Las superficies de discontinuidad se movían al pasar por la nave espacial prácticamente en forma radial, alejándose del Sol con una velocidad $\approx 400\text{km/s}$. Aparecen decrementos abruptos en la magnitud de la intensidad del campo magnético con incrementos simultaneos en la densidad de protones. (Burlaga, 1971)

2.3. c) Onda de choque

Finalmente, una discontinuidad de importancia para esta tesis es la onda de choque que se discutirá, detalladamente en el próximo inciso. Sin embargo podemos adelantar algunos resultados, los cuales son evidentes de la superficie ($j \neq 0$) pero la densidad no es continua ($[\rho] \neq 0$). La componente normal del campo magnético puede ser cero o no y cuando $B_n \neq 0$, de las ecuaciones (2.18) y (2.22) vemos que los vectores $(B_{t2} - B_{t1})$ y

$(\mathbf{B}_2/\rho_2 - \mathbf{B}_1/\rho_1)$ son paralelos al mismo vector $(u_2 - u_1)$ y por lo tanto entre ellos. Entonces se sigue que \mathbf{B}_1 y \mathbf{B}_2 son paralelos, esto

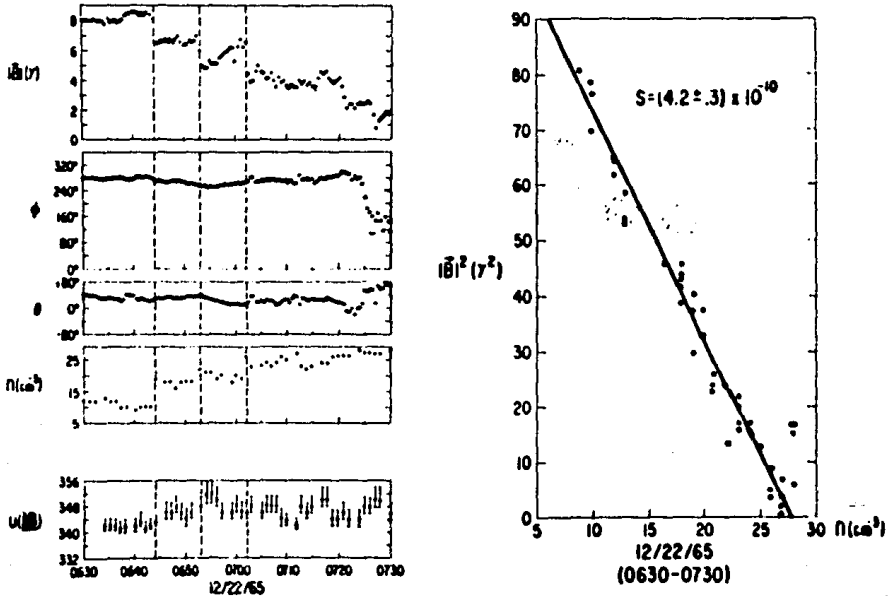


Fig. (2.8) Observaciones de tres discontinuidades tangenciales. Las discontinuidades están indicadas por las líneas punteadas. El hecho de que $|\mathbf{B}|$ y n (densidad) sean proporcionales indica que la presión es constante y no cambia a través de las discontinuidades. [tomada de Hunhausen, 1972]

es, los vectores \mathbf{B}_1 y \mathbf{B}_2 y la normal de la superficie son coplanares, a diferencia de los que pasa en general en las discontinuidades tangenciales. Este resultado también se obtiene si $B_n=0$; en este caso directamente de la ec. (2.21a) se sigue que

$$\frac{B_{t1}}{\rho_1} = \frac{B_{t2}}{\rho_2}$$

Este es un resultado importante y es conocido como el teorema de la coplanaridad. Veremos en el próximo capítulo cómo se utiliza para inferir la

dirección del frente de choque a partir de las mediciones de los satélites de las ondas de choque interplanetarias.

2.4 ONDAS DE CHOQUE MAGNETOHIDRODINÁMICAS

En el capítulo I se vió cómo en los flujos supersónicos tienden a aparecer planos a través de los cuales ocurren cambios significativos en las condiciones del fluido, los cuales se producen en forma prácticamente discontinua. Estas discontinuidades se llaman ondas de choque. El estudio de las ondas de choque se ve grandemente facilitado por dos propiedades importantes : las propiedades a través de la onda de choque son independientes de la estructura detallada de la onda, ya que las leyes de conservación proporcionan relaciones algebraicas en términos de las condiciones corriente arriba y corriente abajo del flujo a través del choque y, esto es, las ecuaciones de Rankine-Hugoniot, por otro lado, las ondas de choque son muy delgadas comparadas con las dimensiones típicas del fluido y pueden entonces ser tratadas como planos a través de los cuales las propiedades del fluido cambian discontinuamente.

En realidad, la teoría de las ondas de choque no es sino una extensión del análisis de la propagación de las perturbaciones lineales en el medio, es por ello que tanto en el capítulo I como en éste, se comenzó derivando las propiedades de las ondas lineales. Sin embargo es importante resaltar que el caso magnetohidrodinámico es considerablemente más complejo que el caso ordinario gasdinámico. La presencia del campo magnético en el plasma define una dirección privilegiada dentro de éste, entonces la velocidad de propagación de la onda, así como los cambios que produce, dependerán de su dirección relativa al campo magnético. De hecho, como vimos, la presencia del campo magnético permite la existencia de tres tipos distintos de ondas de amplitud pequeña, a diferencia del caso donde no existe campo magnético y se tiene un único modo que se propaga a la velocidad del sonido.

Para determinar las características del choque se procede de manera análoga. Se escoge un sistema de referencia moviéndose a la velocidad del choque y se "dibujan" dos planos paralelos al frente del choque, uno adelante de éste y otro atrás. Como en un flujo estacionario no puede existir una tasa neta de acumulación de masa, de momento, ni de energía o de campo magnético, entonces las relaciones entre estos dos planos determinan

las relaciones de salto que se vieron en el inciso (2.3).

$$\left[\rho u_n \right] = 0 \quad (2.16)$$

$$\left[P \right] + j^2 \left[\rho^{-1} \right] + \frac{1}{4\pi} \left[B_t^2 \right] = 0 \quad (2.17)$$

$$j \left[u_t \right] = \frac{B_n}{4\pi} \left[B_t \right] \quad (2.28)$$

$$j \left[w + 1/2 j^2 / \rho^2 + 1/2 u_t^2 + \frac{B_t^2}{4\pi\rho} \right] = \frac{B_n}{4\pi} \left[B_t \cdot u_t \right] \quad (2.19)$$

$$\left[B_n \right] = 0 \quad (2.20)$$

$$B_n \left[u_t \right] = j \left[B_t / \rho \right] \quad (2.21a)$$

$$\left[u_n B - B_n u \right] = 0 \quad (2.21b)$$

Este conjunto de ecuaciones son suficientes para determinar, si todas las condiciones de un lado del plano son conocidas, las condiciones al otro lado del choque. Esto quiere decir que conociendo la velocidad del choque así como las condiciones termodinámicas y magnéticas del flujo antes del paso del choque es posible conocer entonces cómo el choque transforma al fluido.

La solución de estas ecuaciones es un proceso complicado*. En la discusión que sigue vamos a describir algunos resultados generales de las condiciones de salto en las ondas de choque MHD, con el objetivo de entender cualitativamente como influyen los difentes parámetros en el comportamiento de los choques MHD.

Análogamente al caso hidrodinámico, las ondas de choque MHD son siempre compresivas. En el caso MHD, las soluciones a estas ecuaciones son de dos

* Para el lector interesado en la deducción de las ecuaciones de Rankine-Hugonit MHD puede consultar la tesis de R. Pérez (ver bibliografía) donde se muestra también una solución analítica aproximada y otra numérica de estas ecuaciones.

tipos : choques rápidos y choques lentos. De la misma forma que en los choques hidrodinámicos existe el límite sonoro, en este caso el límite respectivo para los choques rápidos y lentos son las ondas rápidas y las ondas lentas de la sección (2.2).

Los cambios producidos por las ondas de choque en el campo magnético son cualitativamente los mismos que se producen en las ondas compresivas de amplitud pequeña tanto rápidas como lentas. La componente tangencial del campo magnético se incrementa a través del choque rápido pero disminuye en el choque lento. Y como se mencionó en la sección (2.3) el campo magnético que sigue al choque se encuentra siempre en el plano definido por la dirección de propagación del choque y el campo magnético inicial (teorema de la coplanaridad).

Ya que en las ondas intermedias no se producen cambios en la entropía del medio y éstas no se empujan para formar discontinuidades, entonces no es conveniente referirse a las ondas intermedias como ondas de choques, pese a que en ocasiones se propagan como perturbación cuasi-discontinua que rota al campo magnético a través del plano de la onda, a este tipo se le llama discontinuidades rotacionales las cuales sin embargo no vamos a discutir en la tesis. Entonces si escogemos nuestro sistema de referencia de la misma forma adecuada como en las secciones anteriores y excluimos a este tipo de perturbación como un choque MHD, la componente B_z del campo magnético antes y después del paso de una onda de choque siempre será cero, puesto que tanto las ondas rápidas como las lentas no alteran nunca esta componente.

2.4. a) Ecuaciones de Rankine-Hugoniot MHD

Las condiciones al frente del choque pueden escribirse con cuatro parámetros unidimensionales; éstos son : $\beta = c_0/C_A$, M_{s1} y M_{a1} , θ_1 , y γ . Donde c_0/C_A es el cociente entre la presión del gas y la presión magnética; M_{s1} es el número de Mach sónico y M_{a1} es el número de Mach alfvénico los cuales manifiestan la intensidad del choque al igual que en el capítulo I ; $\theta_1 = \tan^{-1}(B_{y1}/B_x)$ es el ángulo entre la dirección de propagación del choque con respecto al campo magnético inicial (recordando que al igual que en la sección (2.2) se escoge un sistema de referencia tal que la perturbación se propaga a lo largo de la dirección x ; y el campo magnético inicial está comprendido en el plano $(x,y,0)$); y finalmente γ es el cociente de los

calores específicos del fluido. Al trabajar con las relaciones de salto anteriores y con un poco de paciencia se obtienen las ecuaciones de Rankine Hugoniot-MHD

$$\tan^2 \theta_2 = \frac{1 - M_{A1}}{1 - M_{A1}(\rho_2/\rho_1)} (\rho_2/\rho_1)^2 \tan^2 \theta_1 \quad (2.22)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \gamma M_{A1}^2 (1 - (\rho_1/\rho_2)) + 1 + \beta \left(1 - \frac{\tan^2 \theta_2}{\tan^2 \theta_1} \right) \quad (2.23)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\left(\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2 (1 + \tan^2 \theta_1) - (1 + \tan^2 \theta_2) \right) \left(1 + \beta \left(1 - \left(\frac{\tan \theta_2}{\tan \theta_1} \right)^2 \right) - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right) \right)}{\left(\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2 (1 + \tan^2 \theta_1) - (1 + \tan^2 \theta_2) \right) - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right)} \quad (2.24)$$

Este sistema solamente se resuelve numéricamente o mediante aproximaciones, es por ello que una descripción completa de las relaciones de choque de éstos parámetros requiere un gran número de gráficas. Tomaremos el caso de un gas ideal donde $\gamma=5/3$ y estudiaremos algunas gráficas de valores seleccionados de otros parámetros para visualizar cualitativamente su comportamiento.

En principio, cuando una onda de choque se propaga en dirección paralela a la dirección del campo ($\theta = 0^\circ$) (dibujo superior de la figura (2.1)) uno esperaría que su comportamiento fuera análogo a un choque ordinario (un choque hidrodinámico), ya que en este caso el campo magnético no está ejerciendo fuerza sobre el movimiento del fluido. Sin embargo, esto no es necesariamente cierto. Si el campo magnético es lo suficientemente intenso, puede aparecer una componente nueva del campo magnético tangencial al plano del choque en el flujo chocado. Tales choques se llaman *choques switch-on*, esto es, surge una componente tangencial del campo que antes no existía. Esta característica corresponde a los choques rápidos, pues corresponde a un aumento en el campo magnético. Por otro lado también existe el choque conocido como *"switch-off"*, en donde la componente tangencial del campo antes del choque es finita y después del choque la componente disminuye o se hace cero; esto corresponde a los choques lentos.

La figura (2.9) muestra cómo la componente normal del campo magnético siempre es continua, mientras que la componente tangencial no lo es en

general. El vector del campo magnético cambia de dirección al cruzar la onda de choque, esto es, se refracta. El factor de doblamiento (α) se define como:

$$\alpha = \frac{B_{t2}}{B_{t1}}$$

Como se mencionó anteriormente, en un choque rápido la magnitud del campo aumenta mientras que en un choque lento disminuye, como lo hacen sus respectivas ondas compresivas lineales (esto se discute en la sección ((2.2)). Así pues en un choque rápido $\alpha \geq 1$ y el campo magnético se aleja de la normal, mientras que en un choque lento $\alpha \leq 1$ o incluso $\alpha=0$ y el campo magnético se acerca a la normal.

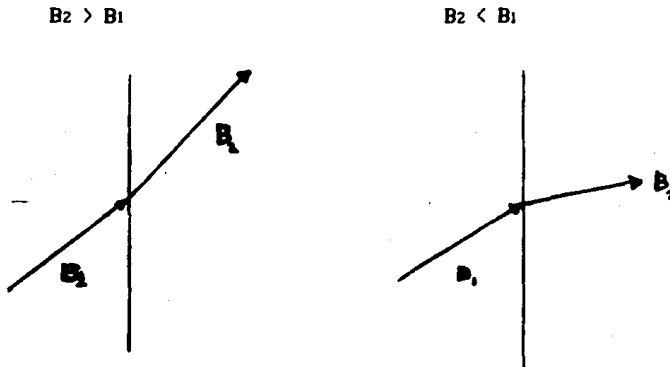


Fig. 9) Refracción del campo magnético en un choque rápido y en un choque lento.

2.4. b) Choques rápidos

Discutiremos ahora algunos aspectos importantes de los choques rápidos que son los de mayor interés en el estudio del medio interplanetario puesto que son los que se observan con mayor frecuencia. En general hay dos situaciones límite en relación a la dirección de la propagación del choque y del campo

magnético :

i) *Choques rápidos ortogonales* ($\alpha_1=90^\circ$) :

En este caso, donde solamente se tiene campo magnético ortogonal a la discontinuidad, se observa que la presencia del campo magnético incrementa la presión total del fluido por $B^2/8\pi$ y la energía como $B^2/4\pi$. Un resultado muy importante es que el incremento de presión producido al paso del choque es menor al caso hidrodinámico, esto es, la intensidad del choque disminuye al aumentar la magnitud del campo magnético. En la tabla 2.1 se muestran algunos resultados numéricos para este caso (en donde se tomó $\gamma=5/3$) la cual es interesante comparar con la tabla 2.1 del capítulo anterior ya que para choques con la misma violencia (mismos números de Mach) se obtienen en el medio perturbaciones diferentes.

tabla 2.1 * : valores de $(p_2/p_1) = (u_1/u_2) = (B_2/B_1)$

Ca/Co \ M_1	1.5	2.0	3.0	4.0	5.0
0.1	1.702	2.264	2.974	3.346	3.554
0.2	1.693	2.247	2.9535	3.329	3.540
0.5	1.674	2.214	2.193	3.294	3.512
1.0	1.658	2.185	2.877	3.262	3.487
2.0	1.643	2.159	2.845	3.234	3.464
5.0	1.630	2.137	2.817	3.208	3.443

(donde $M_1 = [u_1^2 / (Ca^2 + Co^2)]^{1/2}$ número de Mach magnetosónico)

En la figura (2.10) se muestran gráficamente el comportamiento de algunos choques rápidos ortogonales. La razón de las densidades parece relativamente insensible a las variaciones entre la razón de las presiones. Para los choques débiles el cociente debe aproximarse a la unidad mientras que para choques fuertes (velocidades supermagnetosónicas M_1 muy grandes), las curvas se aproximan al límite para el cociente de densidades que en este caso es 4.

En el límite del choque fuerte, las curvas deben tender a aproximarse unas a otras, ya que el flujo de energía cinética es grande comparado con la energía magnética y por lo mismo el cociente tiende a cero. Los cambios de temperatura a través del choque han sido normalizados con respecto al flujo

* tomada del libro de Ferraro (ver bibliografía).

de energía cinética incidente. En el límite de ondas de choques muy intensas, prácticamente todo el flujo de energía del fluido entrante (15/16) se convierte en energía térmica en el flujo chocado. En el límite de choque débil el cambio de temperatura debe tender a cero. Es interesante notar que para el caso de choques con intensidad intermedia, el cambio de temperatura es significativamente menor en el caso de un campo magnético fuerte ($\beta < 1$) que en el caso de un campo magnético débil al frente del choque. Esta diferencia puede entenderse por el hecho que la densidad de energía magnética es mayor al frente que detrás del choque; entonces en el caso de campos magnéticos fuertes, parte de la energía cinética inicial se convierte

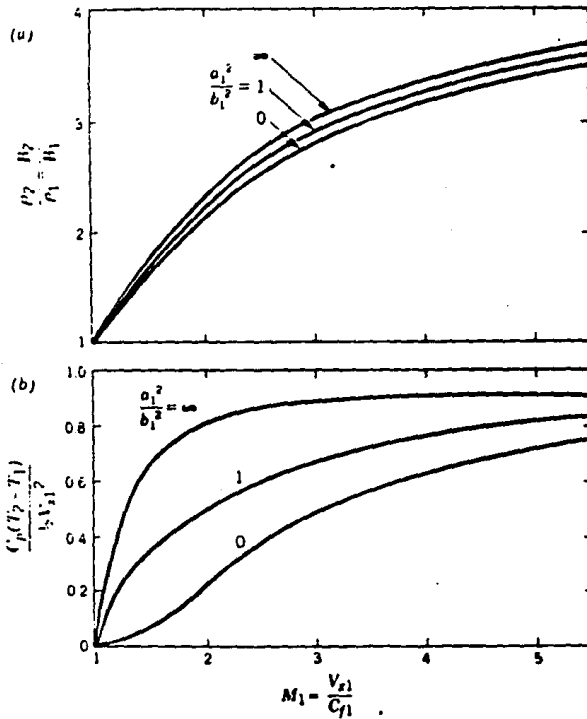


Fig. 10) Choques rápidos propagándose perpendicularmente con respecto al campo magnético. (a) la razón entre la densidad y el campo magnético; (b) el cambio en la entalpía normalizado con respecto a la energía cinética inicial del flujo al frente del choque. Ambos gráficas están graficadas contra el número de Mach magnetosónico ($\gamma=5/3$). [tomada de Kunkel, 1966].

en energía magnética y una cantidad pequeña se convierte también en energía térmica. Es una propiedad de estos choques ortogonales que la presencia del

campo magnético tiende a reducir el cambio de temperatura ya que que parte de la energía debe ir al campo magnético.

(1) *choques rápidos paralelos* ($\theta = 0^\circ$) : La figura (2.11) muestra el comportamiento de un choque paralelo rápido para distintos valores de sus parámetros tomando el caso especial de un gas ideal con $\gamma=5/3$. Es

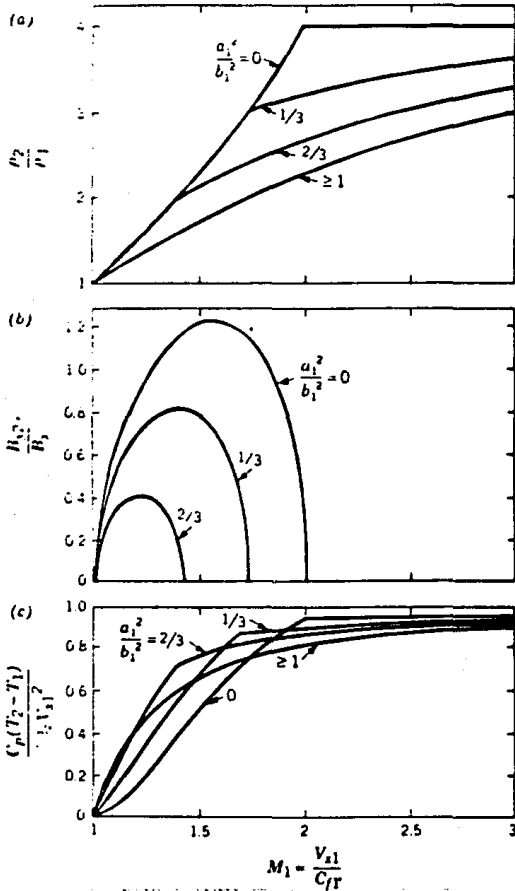


Fig. (2.11) Choques rápidos propagándose a lo largo del campo magnético. (a) razón de densidades; (b) razón de la componente tangencial del campo magnético y la componente normal al choque; (c) cambio en la entalpía, todo graficado contra el número de Mach. [tomada del Kunkel, 1966].

interesante notar que cuando $c_1/C_{A1}=0$ (un campo magnético muy intenso) y el número de Mach es mayor que dos, no existen soluciones físicas posibles. Las

ondas de choque rápidas dejan de ser del tipo "switch-on" cuando $co \ll Ca$. En el intervalo de las ondas "switch-on" tanto la temperatura como la densidad posteriores al choque son menores que las que corresponderían al caso de un

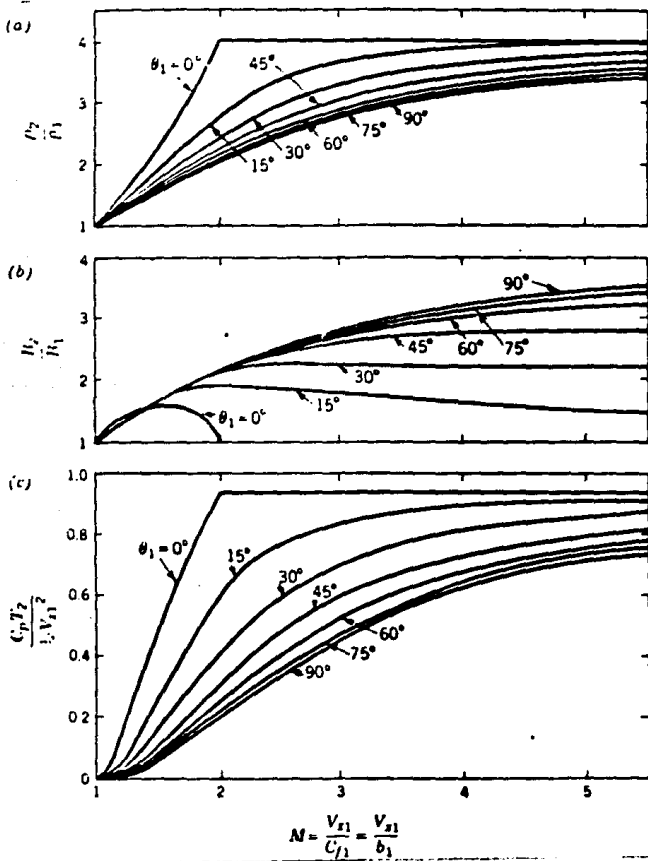


Fig.(2.12) Choques rápidos propagándose dentro de un gas frío ($\beta = 0$) para una dirección arbitraria con respecto al campo magnético. (a) razón de densidades; (b) razón de magnitudes del campo magnético; (c) entalpía detrás del choque. [tomada de Kunkel, 1966]

choque ordinario. Esto se debe a que parte de la energía cinética del choque

se transforma en energía magnética.

Es de esperarse que la magnitud de la componente magnética que se crea en el choque disminuya por dos motivos : si disminuye la intensidad del choque ($M_1 \rightarrow 1$) ; o si el choque se vuelve tan rápido como para convertirse en ordinario, esto es el choque deja de ser del tipo "switch-on" y se convierte en hidrodinámico. Esto quiere decir que la magnitud de la componente tangencial del campo magnético detrás del choque debe tener un máximo en algún choque intermedio (un número de Mach intermedio).

En la figura (2.12) se muestran las gráficas de la variación de los parámetros anteriores ahora con el ángulo de incidencia θ_1 para el caso especial donde $c_0/C_A = 0$. Como puede uno observar, no aparecen nuevos efectos muy marcados. Las diversas curvas intermedias entre los parámetros $\theta_1=90^\circ$ y $\theta_1=0^\circ$ se acomodan entre los dos extremos. Como las curvas que tienen ángulos grandes tienden a juntarse rápidamente con la curva límite 90° , entonces los choques que tienen una inclinación cercana a los 90° pueden aproximarse muy bien pensándolos como choques ortogonales donde sus cálculos son más simples. Observando la curva uno puede notar que la razón entre la magnitud del campo magnético antes y después del choque siempre es mayor que la razón entre las densidades, nuevamente la energía del choque se la lleva la componente magnética.

2.4. c) Choques lentos

Algunas propiedades de los choques lentos se muestran en la figura (2.13) donde se muestran las propiedades de las ondas de choque "switch-off" como función de un valor fijo del ángulo inicial θ_1 para varios valores de la relación c_0/C_A . Ya que las onda de choque "switch-off" se propagan a la máxima velocidad permitida a los choques lentos, esto es, a la velocidad intermedia, entonces las ondas de choque "switch-off" son los choques lentos más intensos posibles. Cuando se propaga a lo largo del campo magnético, entonces no hay componente posible con la cual hacer "switch-off", entonces para una razón de c_0/C_A se tiene un choque ordinario propagándose con una velocidad de Mach igual a C_A/c_0 . Para c_0/C_A mayor que la unidad, las ondas intermedias y las ondas lentas se propagan a la misma velocidad, por lo que la velocidad de propagación de las ondas de choque "switch-off" debe ser igual a la velocidad de las ondas intermedias. La onda de choque es por lo mismo

débil y los cambios de densidad y temperatura deben ser nulos. Para ángulos grandes entre la componente normal del choque y el campo magnético, la velocidad de propagación se hace muy pequeña (esto es inmediato de los diagramas de Friedrichs). En este límite, el balance de presión debido al paso de la onda es casi totalmente realizado por la presión hidrostática del fluido se requieren solo cambios pequeños de densidad debidos a cambios de presión del gas para igualar los cambios de presión magnética.

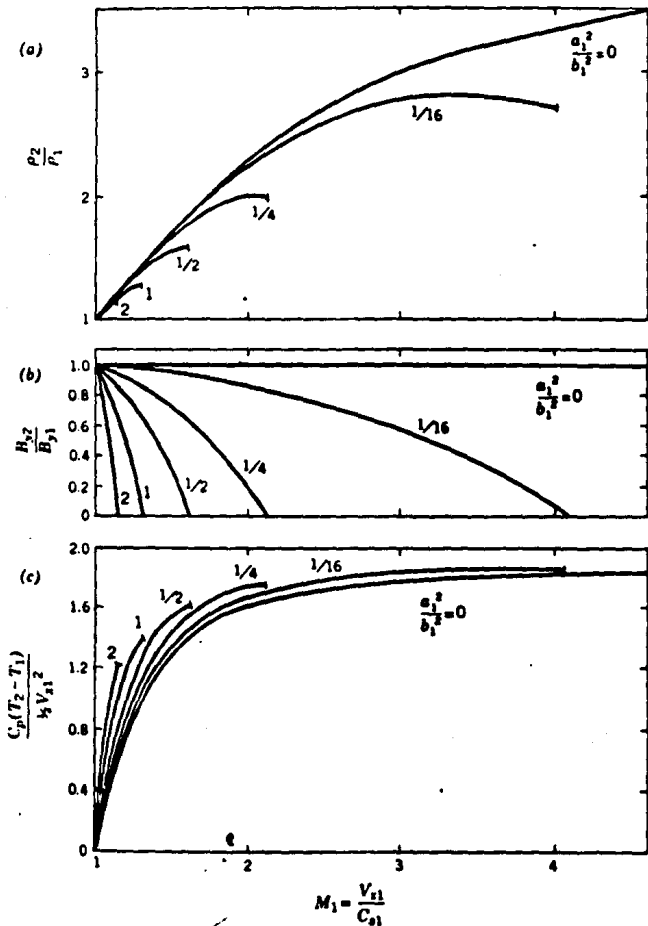


Fig.(2.13) Choques lentos de máxima intensidad (switch-off, $B_{y2}=0$). (a) razón de densidades; (b) cambio en la entalpía normalizado con respecto a la energía magnética por unidad de masa que se encuentra antes del choque. [tomada del Kunkel,1966].

2.4. d) Observaciones de choques en el medio interplanetario

De los primeros reportes de observaciones se encuentran el de Olgive y Burlaga (1969) reconocieron un choque rápido ortogonal en el viento solar usando los datos del campo magnético medidos por el satélite Explorer 34. La

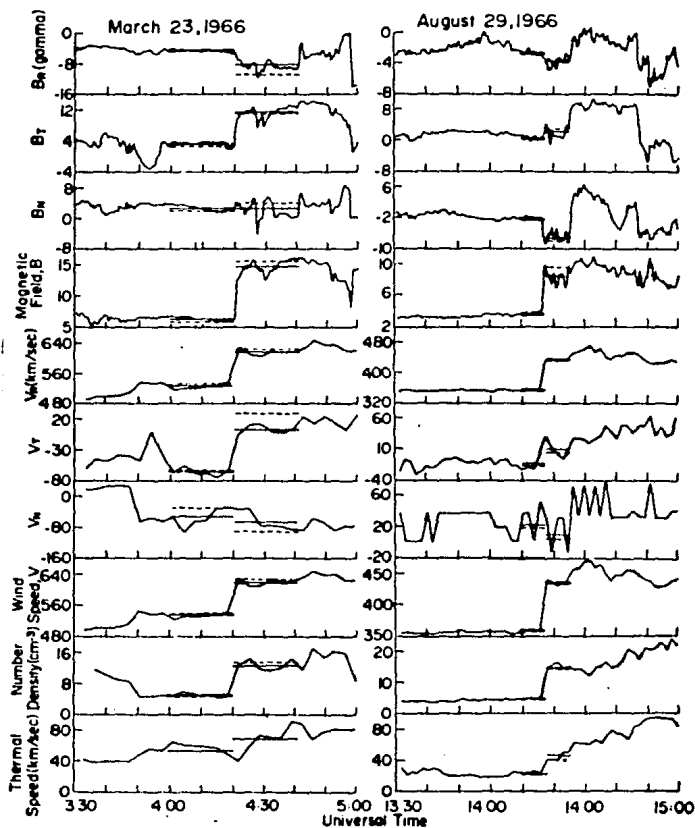


Fig. 2.14) Observaciones de dos choques rápidos. La línea sólida horizontal son promedios, la línea discontinua son los valores que mejor se ajustan a las ecuaciones según Chao. [tomada de Burlaga, 1971]

tabla 2.2 muestra los valores de la velocidad, de la densidad, de la temperatura y de la intensidad del campo magnético en el viento solar. antes

y después del paso del choque. Todos los parámetros se incrementaron simultáneamente. Sin embargo, no hubo cambio en la dirección del campo magnético.

	$V(\text{km/s})$	$n(\text{cm}^{-3})$	$T(\text{K})$	$B(\gamma)$	θ	ϕ
Antes	418	2.6	6.5×10^4	5.5	51°	295°
Después	452	3.7	12×10^4	7.2	51°	296°

Se ha informado de numerosos choques rápidos en el medio interplanetario han sido reportados desde mediados de los años sesenta. En la figura (2.14) se muestran las gráficas del choque anterior así como de otro choque rápido que ocurrió el 23 de marzo de 1966. Claramente se aprecian los aumentos abruptos y simultáneos de los parámetros del fluido, así como un aumento súbito del campo magnético característica de los choques rápidos.

La tabla 2.3 muestra los valores medidos de dos choques lentos y la figura (2.15) muestra las gráficas de las mediciones de estos choques lentos, donde contrariamente al caso del choque rápido al aumento abrupto y simultáneo de los parámetro del fluido aparece una disminución de la intensidad del campo magnético interplanetario.

día	julio 20 1967	agosto 30 1967
n	$(0.38, -0.80, 0.47)$	$(0.01, -0.09, -0.99)$
$V_s(\text{km/s})$	130	2
MA_1	0.9	0.6
MA_2	0.7	0.6
M_1	1.5	1.8
M_2	0.7	0.6

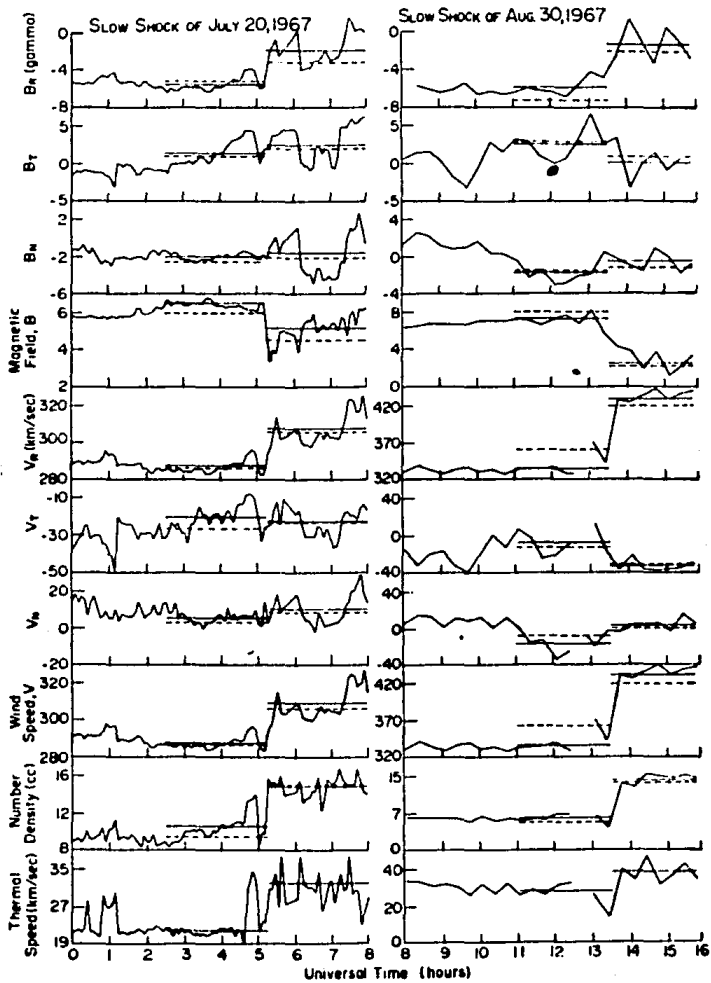


Fig.(2.15) Observaciones de dos choques lentos, donde las líneas que aparecen son análogas a la figura anterior. [tomada de Burlaga]

ONDAS DE CHOQUE VIAJERAS EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

3.1 ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETARIAS

Pizzo (1985) se refiere al trabajo de Gold (1955) como el génesis del estudio de las ondas de choque en el medio interplanetario. Para 1955 era sabido que las tormentas geomagnéticas que sucedían en la Tierra estaban asociadas con el estallamiento de ráfagas en la atmósfera baja del Sol, cuando estalla una ráfaga intensa se libera una enorme cantidad de energía, Gold (1955) propuso que la misma explosión dispararía una gran cantidad de masa hacia el medio interplanetario y si esta masa tenía la suficiente energía cinética como para cambiar la estructura magnética de la corona, entonces "estiraría" las líneas del campo magnético de la atmósfera superior del Sol formando una especie de nube de plasma que al chocar con nuestro planeta alteraría el campo dipolar de la Tierra produciendo una tormenta geomagnética (en los 50's todavía se creía que la corona era una atmósfera solar estática que tenía algunos radios solares de altura y que el medio interplanetario estaba vacío). Las ideas de Gold ahora sabemos que eran incorrectas, pero sin embargo, ha servido de base para modelos cualitativos posteriores.

Pese a que los primeros informes de observaciones de choques transitorios en el medio interplanetario datan de finales de los años sesenta, la existencia de las ondas de choque interplanetarias como un fenómeno transitorio en el viento solar, fue establecida hasta la década de los setentas cuando Hundhausen (1972) y Burlaga (1971) analizaron y clasificaron las mediciones del plasma del viento solar y del campo magnético que se habían obtenido por los satélites y las naves espaciales durante la década pasada. En el capítulo II se mostraron y comentaron algunas observaciones reportadas en sus trabajos como los registros de ondas MHD, de discontinuidades hidromagnéticas y choques rápidos y lentos en el medio interplanetario.

3.1. a) *Dos flujos solares que pueden generar choques*

†

De las observaciones del viento solar se reconoció que se pueden generar choques transitorios en el medio interplanetario cuando interaccionan flujos rápidos con flujos lentos. Por ejemplo, en periodos donde la estructura general del medio interplanetario es prácticamente estacionaria, el viento

solar esta conformado de patrones alternantes de corrientes rápidas y de corrientes lentas. Sabemos que las corrientes rápidas de viento solar se originan en los hoyos coronales los cuales rotan junto con el Sol y por otro

COROTATING FLOW (INERTIAL FRAME)

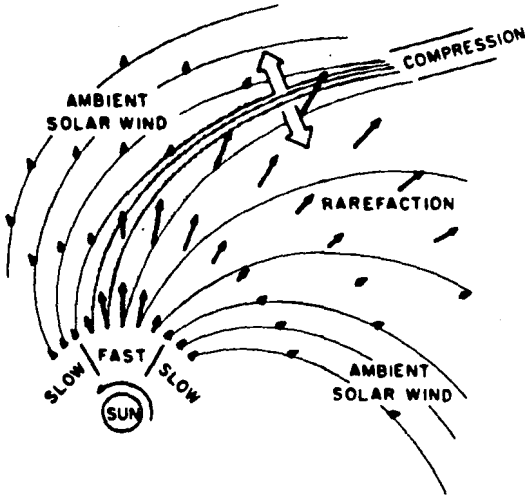


Fig.(3.1) Esquema de flujo corrotante [de Pizzo,1978] donde se muestran una sección transversal del flujo en el plano ecuatorial solar, con las líneas espirales representando el campo magnético; las flechas negras denotan el grueso del flujo vectorial. Las flechas grandes blancas en la figura izquierda indican como los flujos no radiales son guiados por el gradiente de presión creado en la interacción de los dos flujos.[tomada de Pizzo,1985].

lado que el viento solar se expande radialmente. Al corrotar con el Sol los hoyos coronales "apuntan" eventualmente hacia viento solar ambiente lento "inyectandole" viento solar rápido lo cual produce una interacción entre un flujo lento que es "alcanzado" por un flujo rápido, esta interacción produce una compresión que puede formar un choque si la diferencia de velocidades es lo suficientemente grande.

La figura (3.1) es un esquema cualitativo de la interacción del flujo solar corrotante. Aparecen las regiones alternantes de velocidades pequeñas y grandes las cuales surgen de fuentes fijas en la corona e interaccionan una con la otra debido a la rotación solar. Cuando el material rápido alcanza al flujo lento que le precede, se forma un frente espiral de compresión en el

medio interplanetario. Si la diferencia entre las velocidades de cada región es lo suficientemente grande, entonces en algún punto de la interacción puede darse una compresión, que sea lo suficientemente grande, como para producir un choque corrotante en el mismo borde.

Hay otro tipo de interacción que se produce en el medio interplanetario conocida como la clase "transitoria" o "explosiva" debido a que las componentes del flujo a gran escala entre la Tierra y el Sol se alteran drásticamente de manera impulsiva por una perturbación violenta que se propagaba alejándose del Sol. El modelo cualitativo de una onda de choque explosiva, ó choque explosivo simplemente, se muestra en la figura (3.2), este choque se caracteriza por la eyección temporal de flujo rápido solar sobre un arco limitado como este flujo "empuja" al que venía antes (presumiblemente más lento), si la rapidez del material eyectado excede la

TRANSIENT FLOW (FLARE-ASSOCIATED)

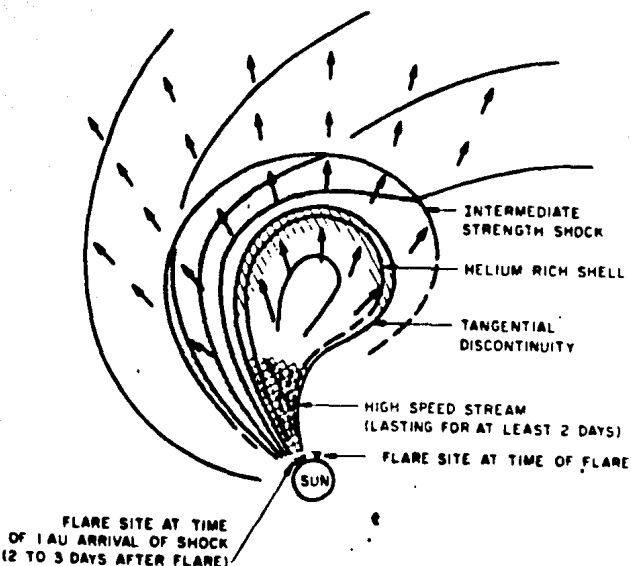


Fig. (3.2) Esquema del flujo transitorio donde al igual que la figura anterior se muestra una sección transversal equiptica donde aparece el flujo "eyectado" del Sol, formando un choque con una "cáscara" de plasma con las características descritas en el texto. [tomada del Hundhausen, 1972]

velocidad del viento solar ambiente de manera supermagnetosónica, se formará entonces una compresión en la orilla conductora del plasma ambiente que

puede hacerse una onda de choque si es lo suficientemente intensa.

La figura (3.2) muestra como el plasma y las líneas de campo magnético son comprimidas y hechas a un lado por el material eyectado en la explosión. Durante la interacción la superficie frontera podría separar plasmas provenientes de diferentes regiones fuente en el Sol y formar una discontinuidad hidromagnética separando plasmas con diferentes propiedades químicas y termodinámicas.

Una vez que los patrones básicos de las observaciones fueron establecidos firmemente, se vió que con modelos simples es posible explicar en forma burda y cualitativamente la dinámica entre ambas clases de fluidos. Esta simplicidad formal se basa mucho en el hecho de que, a gran escala, el viento solar interplanetario puede tratarse como un fluido y lo que es más, un fluido altamente dominado por el momento, que se mueve a velocidades supersónicas y superalfvénicas. Entonces, a primera aproximación, uno puede olvidarse de la ecuación de energía y las complejidades debidas al campo magnético y los efectos multidimensionales pueden no tomarse en cuenta. El sistema, por consiguiente, puede describirse en términos de un flujo unidimensional dependiente del tiempo con las ecuaciones hidrodinámicas, de la misma forma que las primeras descripciones exitosas del viento solar giraban en torno a una teoría analítica similar.

3.1. b) Observaciones de choques interplanetarios

El problema de "observar" una onda de choque, aparte de la medición de los parámetros físicos involucrados, radica en que se requiere una resolución temporal suficientemente grande como para distinguir un aumento abrupto y discontinuo de los parámetros del plasma que caracterizan a una onda de choque y la distinguen de cualquier otro fenómeno que ocurre en el medio interplanetario. Es por ello que los primeros satélites que fueron lanzados al espacio no podían medir choques interplanetarios. Como lo define Hundhausen (1973) el término "choque" u "onda de choque" en el medio interplanetario se usa para referirse al cambio abrupto y discontinuo de las propiedades del plasma de manera que sean consistentes con las condiciones de Rankine-Hugoniot. Para poder medir un choque interplanetario se requiere una resolución temporal adecuada.

Una onda de choque, como sabemos, se caracteriza por un aumento abrupto

de los parámetros del plasma. Al paso de un choque se observa un súbito crecimiento de presión, de densidad, de temperatura, de campo magnético (cuando se trata de un choque rápido) y de la velocidad del viento solar conforme a las relaciones de Rankine-Hugoniot. En el capítulo anterior se mostraron dos ejemplos de los primeros registros de choques rápidos y lentos en el medio interplanetario (Burlaga, 1971). La figura (3.3) muestra un registro de las propiedades del medio interplanetario a 1 UA más completo, se trata de un choque registrado en 1979 en el cual es posible mostrar algunas de las propiedades del medio interplanetario que se describieron en la introducción de este capítulo. Por ejemplo, la gráfica superior muestra los registros de velocidad donde aparecen los patrones alternantes de velocidades grandes y pequeñas, las corrientes rápidas son menos densas pero más calientes. La gráfica inferior de la figura muestra cómo el campo magnético cambia de polaridad; el 19 de mayo de 1979 el satélite registró campo magnético con polaridad opuesta a la que registró anteriormente. La figura muestra dos choques muy claros, el primero ocurre un poco antes del 30 de mayo, un aumento súbito en los parámetros del plasma, este evento podría confundirse con la aparición de una corriente rápida después de una corriente lenta, pero en este caso la densidad disminuye y el cambio es gradual, en el choque todos los parámetros aumentan simultáneamente (en el caso de un choque lento el campo magnético puede disminuir) y en forma abrupta. El segundo choque, más violento que el anterior, se observa un poco antes del día 7 de junio. Es muy interesante notar cómo la calidad de las mediciones ha mejorado comparando las gráficas de los reportes de Hundhausen (1972) y Burlaga (1971) con este reporte del 1979.

Desde los primeros informes de choques interplanetarios de finales de los años sesenta, la calidad, la cantidad y la completez de las observaciones de los parámetros del plasma y del campo magnético interplanetario se han incrementado notablemente. La resolución temporal, espectral y direccional en la medición de diferentes especies iónicas de hecho proporcionan toda la información local del estado del plasma que se requiere para el estudio de la dinámica del medio interplanetario a gran escala. Las observaciones de las naves espaciales han cumplido más de dos ciclos solares de 11 años, permitiendo un análisis más completo como una interpretación de los datos en función de su dependencia con la actividad solar.

Bartels Solar Rotation Period = 1993

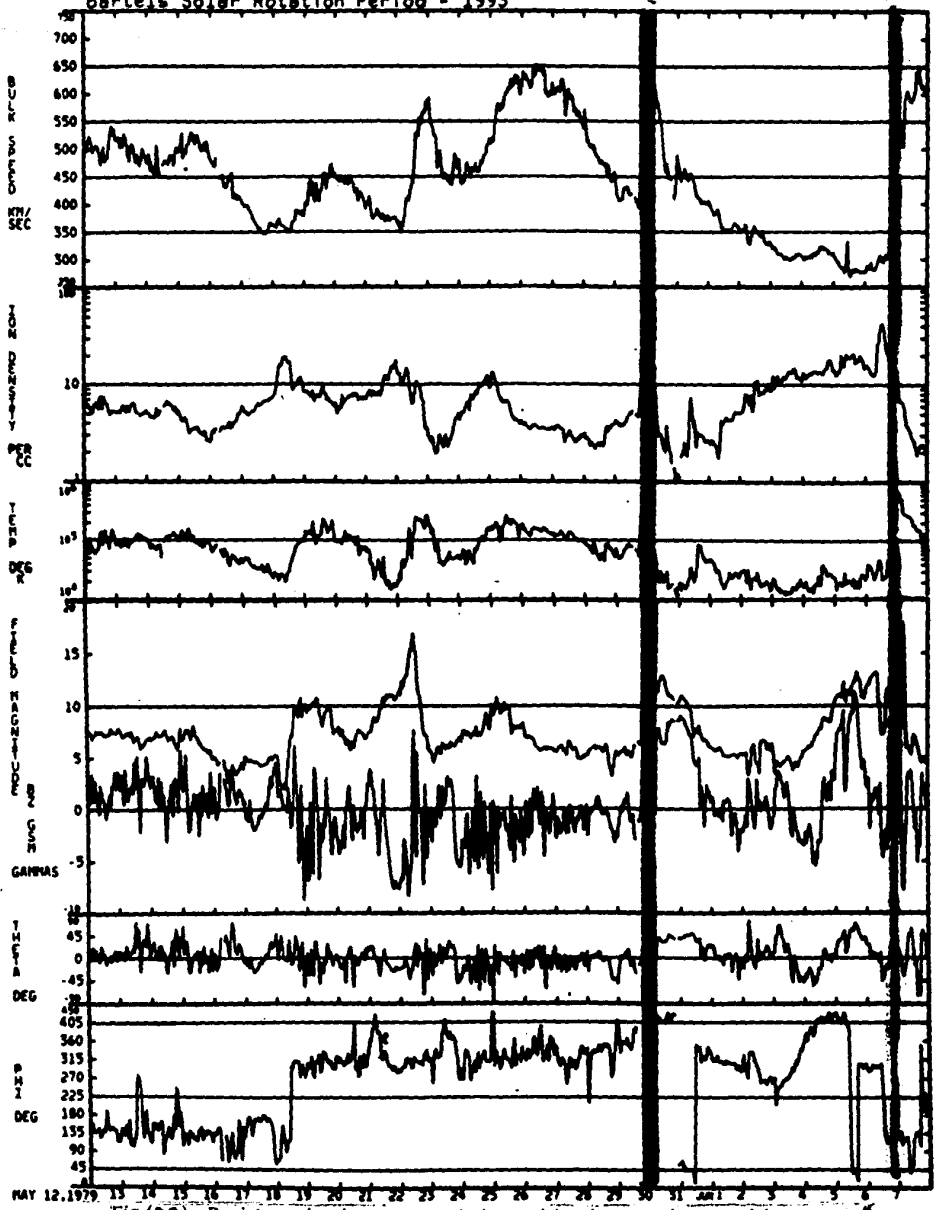


Fig.(3a) Registro de las características del viento solar y del campo magnético interplanetario, donde puede observarse cómo las corrientes rápidas son menos densas pero más calientes a la altura de 1 UA. El campo magnético cambia de polaridad el 19 de mayo. Se observan dos choques muy claros uno el

El campo de observación se ha extendido considerablemente. Los satélites Helios han penetrado dentro de 0.29 UA mientras que los Pioneer y los Voyager alcanzan las profundidades del medio interplanetario, más allá de 30 y 40 UA . La continuidad de su funcionamiento ha proporcionado numerosas oportunidades de eventos en los cuales las naves se encuentran alineadas radialmente y se puede estudiar la estructura general y la evolución de los choques transitorios interplanetarios. Un bonito ejemplo de estos eventos ocurrió en enero de 1978, gracias a una localización particularmente apropiada de varias naves espaciales (Helios 1 y 2, Voyager 1 y 2, y el satélite terrestre IMP-8), se pudo investigar la estructura general de una onda de choque. La figura (3.4) es un diagrama de este evento, al cual nos referiremos nuevamente en la próxima sección.

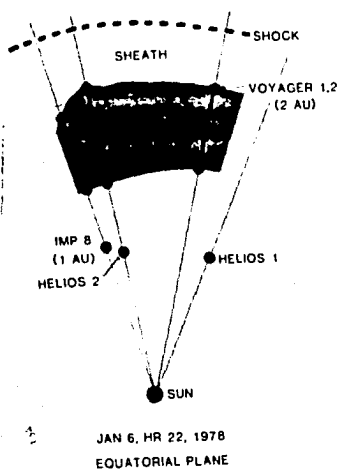


Fig. (3.4) Diagrama que muestra el tamaño y la forma de una nube magnética en la eclíptica como fue determinada mediante las mediciones a partir de 5 naves espaciales. [tomada de 10 years Helios, 1984].

Uno de los primeros problemas a resolver en la interpretación de las observaciones de un choque interplanetario es inferir su dirección de propagación, en la mayoría de los casos sólo se cuenta con la medición de una nave espacial. En el inciso 2.3.c) se hizo mención del teorema de la coplanaridad y este es importante porque en un principio se utilizó para inferir las normales de los choques interplanetarios, esto es, su dirección de propagación, en base a los datos del campo magnético. Si el choque se propaga aproximadamente en la dirección normal del campo magnético,

entonces es de esperarse que el cambio del campo sea lo suficientemente definido puesto que se trata de un choque rápido, pero en cambio, si la dirección del choque es a lo largo del campo, la aplicación del teorema es casi imposible debido al ruido que aparece en los registros del campo magnético.

Posteriormente se han usado las observaciones múltiples de naves espaciales (Burlaga, 1970; Lepping, 1972 a,b , Chao y Lappeing, 1973); se trabaja con sus datos conjuntos y se utiliza la geometría de sus posiciones para determinar con mayor certidumbre la dirección de propagación del choque. Sin embargo tanto el plasma como el campo magnético están sujetos a variaciones, es por ello que se han puesto en práctica programas de cálculo numérico que optimizan los resultados de las ecuaciones de Rankine-Hugoniot para obtener la dirección de propagación del choque.

Hundhausen (1972) muestra un ejemplo de cómo se interpretan las observaciones de un choque interplanetario. La figura (3.5) muestra las observaciones del satélite Vela 4 de la rapidez del viento solar, de la densidad de protones y de la temperatura tanto de protones como de electrones. La tabla 4.1 muestra las propiedades observadas del viento solar antes y después del paso del choque.

<u>tabla 3.1</u>		
	<i>antes del choque</i>	<i>después del choque</i>
<i>velocidad del flujo (km/s)</i>	400	450
<i>densidad de protones (cm⁻³)</i>	22	39
<i>temperatura protones (K)</i>	7×10^4	1.8×10^5
<i>temperatura electrones (K)</i>	1.7×10^5	2×10^5

Si, como lo hace Hundhausen (1972), suponemos al choque como rápido y frontal, entonces podemos aplicar directamente la ecuación de conservación de masa para determinar la rapidez de propagación de la onda de choque en el viento solar :

$$n_1 (V_1 - U) = n_2 (V_2 - U) \quad (3.1)$$

donde U es la rapidez de propagación del choque relativa a un sistema de referencia fijo a la Tierra, V₁, V₂ es la rapidez, y n₁, n₂ es la densidad

del flujo antes y después del choque. Así, la rapidez del choque está dada por :

$$U = \frac{n_2 V_2 - n_1 V_1}{n_2 - n_1} \quad (3.2)$$

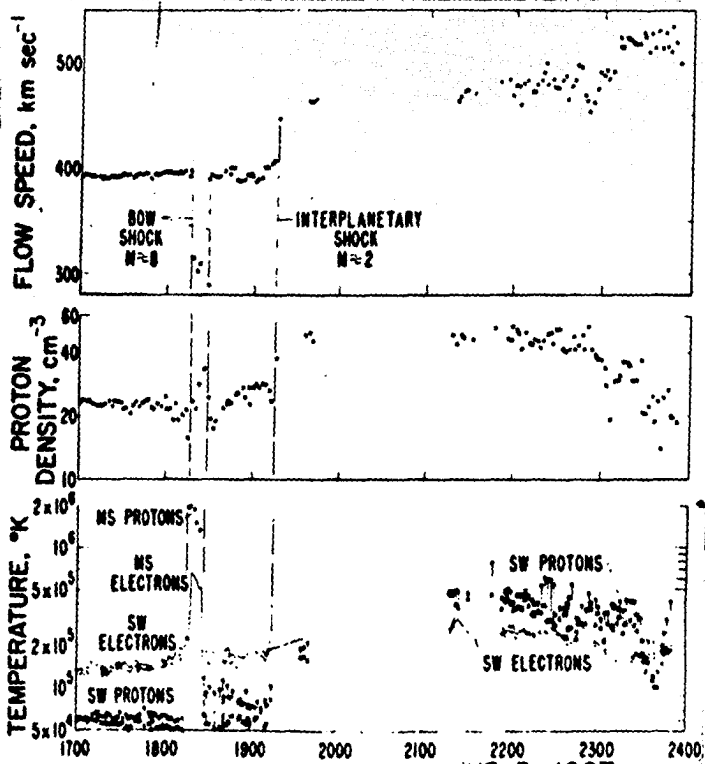


Fig.(3.5) Propiedades del viento solar observadas por la nave espacial Vela 4 el 5 de junio de 1967. El cambio abrupto a las 1915 TU indica el paso de un choque interplanetario. (tomada de Hundhausen, 1972)

sustituyendo las observaciones del Vela 4, se obtiene una velocidad $U = 510$ km/s. Ubicados en un sistema de referencia que se mueve con el choque, la corriente arriba se acerca con una rapidez de 110 km/s y como la

rapidez del sonido en la región no chocada se calcula de aproximadamente 58 km/s esto da un número de Mach sónico de 1.9 [Hundhausen, 1972].

3.1. c) Nubes de plasma / nubes magnéticas

A una onda de choque interplanetaria rápida podemos pensarla como una "cáscara" consistente de viento solar calentado y comprimido. Con campos magnéticos comprimidos y turbulentos. Esta cáscara se propaga a través del medio interplanetario y produce a su paso los incrementos discontinuos tanto de los parámetros del plasma como de la magnitud del campo magnético. En la figura (3.2) se mostró un modelo cualitativo de un choque explosivo, este se basa principalmente en las observaciones y del conocimiento de los choques interplanetarios a principios de los años ochentas.

En ocasiones un choque rápido es seguido por una nube de plasma algunas veces llamado "impulsor" ó "eyector". Esto es, cuando uno observa las de los parámetros del plasma uno encuentra que pegado al frente de choque rápido le acompaña una enorme nube de plasma con características que la diferencian claramente del plasma interplanetario ambiente (ver figura (3.6)). A esta enorme masa de plasma también se la llama "nube magnética" si uno se basa en las observaciones del campo magnético, porque tiene una estructura magnética que podría pensarse como cerrada. Esta geometría cerrada del campo magnético en las nubes asociadas a choques se infiere de las corrientes bidireccionales de electrones altamente térmicos del viento solar y de iones energéticos que hacen posible identificar a las nubes de plasma magnetizado como conformadas de un campo magnético en forma de bucles [Richter y col., 1985]. Lo que es cierto sin lugar a dudas es que las observaciones del flujo que sigue al choque han mostrado en ocasiones flujos en donde la dirección del campo magnético estaba lejos del esperado "campo espiral", y parecía rotar de norte a sur (o viceversa) conforme la nave espacial pasaba por la nube (La figura (3.6) es un ejemplo de esto).

La observación de nubes impulsando a los choques rápidos interplanetarios fue en principio un fenómeno inesperado. Las observaciones del flujo que sigue al choque rápido mostraron un flujo con un campo

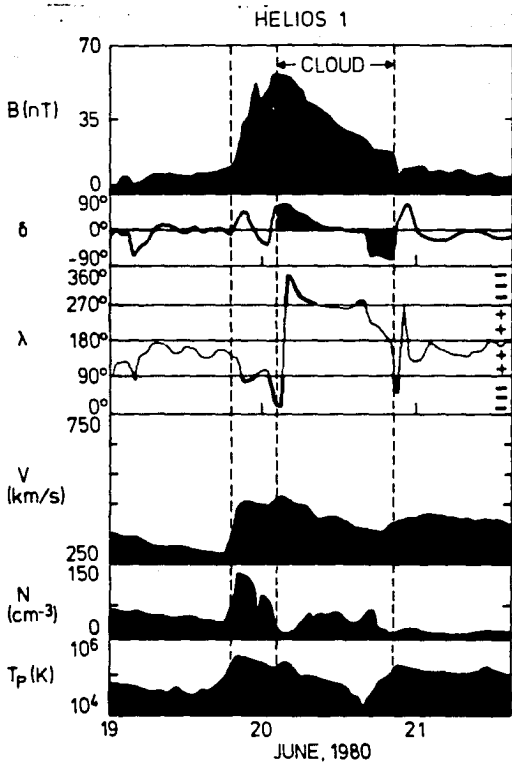


Fig.(3.6) B es la intensidad del campo magnético, δ es el ángulo medido en la dirección latitudinal, λ es el ángulo medido en la dirección longitudinal, v es la velocidad del viento solar, N es la densidad del viento solar, T_p es la temperatura de los protones.

$\delta = 90^\circ$ significa orientación hacia el norte.

$\delta = -90^\circ$ " " el sur

$\lambda = 0^\circ$ " " mirando directamente hacia el Sol.

$\lambda = 180^\circ$ " " contrariamente hacia el Sol.

[tomada de 10 years Helios,1984]

magnético inusualmente fuerte y temperaturas bajas. La figura (3.6) es un ejemplo de un choque rápido acompañado por un impulsor. La nube magnética mostrada en la figura se movía en forma supersónica relativa al material que se encontraba al frente de ella, y estaba antecedida por un choque. Sin embargo no todas las nubes se mueven lo suficientemente rápido como para "impulsar" un choque.

En la figura (3.6) el evento del choque se indica por la primera línea punteada, mientras que la nube se extiende entre la segunda y la tercera línea punteada. Es evidente que la magnitud del campo magnético dentro de la nube es mayor que el promedio y que el campo magnético. Algunos piensan (Hirshberg et al.,1972; Puudovkin et al, 1979; Borrini et al,1982) que muchos, si no es que todos, los choques interplanetarios son prácticamente impulsados al menos cerca del Sol por estas nubes de plasma (Richter et al, 1985).

Las mediciones muestran que la presión magnética dentro de la nube es mayor que la presión del gas, y la combinación del campo magnético con la presión del gas es mayor dentro de la nube que la presión externa del medio interplanetario. Esto provocaría que las nubes magnéticas tiendan a expandirse, lo que a su vez provocaría una reducción en la densidad de flujo de momento, lo cual desacelera la nube. De esta manera un choque impulsado por una nube cerca del Sol podría "separarse" de la nube cuando al alejarse del Sol.[F.Mariani et al, 10 years Helios, 1984]

La forma y el tamaño de una nube magnética no pueden determinarse con una sola nave espacial. Es por ello que tuvo que esperarse hasta que observaciones permitieron tener mediciones simultáneas de un mismo evento (como el que se ejemplificó en la figura (3.6)) se pudo estudiar la estructura de los "impulsores". Las observaciones de la figura realizadas por los Helios 1 y 2 , el IMP-8 y los Voyager 1 y 2 hicieron posible obtener algunos límites para una nube magnética. La extensión de la nube es menor a 30° en la dirección azimutal y de aproximadamente 0.5 UA en la dirección radial (en el tiempo y la posición que se muestra en la figura) [Schwenn y Rosenberg, 10 years Helios, 1984].

Algunas gemtes como Poland et al (1981) han tratado de mostrar que estas nubes de plasma que acompañan a los choques no son otra cosa que la manifestación interplanetaria de la relación inicial del choque con su origen, ya sea una eyección de masa coronal (EMC), y/o flujos transitorios

originados en ráfagas ó protuberancias eruptivas. Las nubes de plasma han sido también identificadas en el espacio interplanetario en forma aislada, mediante la detección de regiones de viento solar anómalo [Richter et al, 1985]. Estudios recientes por Wilson y Hildner (1984) concuerdan con la idea de que las nubes magnéticas son manifestaciones interplanetarias de las eyecciones de masa coronal [Richter et al, 1985].

3.1. d) Incrementos de He

Una de las características más sobresalientes de algunos plasmas en la región posterior a la onda de choque es el incremento de la abundancia de helio de 5 a 12 hrs después de la observación de un choque interplanetario. El incremento de la relación He/H en la composición del viento solar ó de la relación Fe/H en estos choques refleja su origen coronal [Bance et al, 1983]. Se han encontrado también incrementos en otros tipos de iones, por ejemplo oxígeno doblemente ionizado (Schwenn, 1983) lo que sugiere una rápida erupción de materia fría aislada por el campo magnético. También se ha observado la presencia de iones pesados altamente ionizados como hierro, oxígeno y silicio, lo que indica una alta temperatura de la fuente, alrededor de $9 \times 10^6 \text{K}$ (Blame y col., 1979; Fenimore, 1980; Michell y Roelof, 1980).

Anteriormente se mencionó que si la presión interna de la nube es mayor a la del medio interplanetario entonces se debería producir una expansión de la nube conforme se propaga y por lo mismo debe haber enfriamiento. El que la temperatura de los protones y de los electrones en las nubes sea menor (como lo muestra la figura (3.6)) pueden deberse a que el plasma de la nube está "magnéticamente" aislado del viento solar ambiente, entonces al propagarse se expande y se enfría [Richter, 1985].

Actualmente no es muy clara la forma que tiene una nube y tampoco la ubicación que la eyección de helio tiene dentro de la nube, es por ello que la figura (3.4), que muestra un choque explosivo, contiene una celda rica en helio, sin embargo no es claro donde hay que ponerla. En un estudio realizado por Richter et al (1984) encontrarán que 60% de todos los choques son seguidos por impulsores ricos en helio, y de estos no se pudo encontrar ninguna relación que pudiera dar algún indicio de la ubicación de la celda de helio en la nube de plasma.

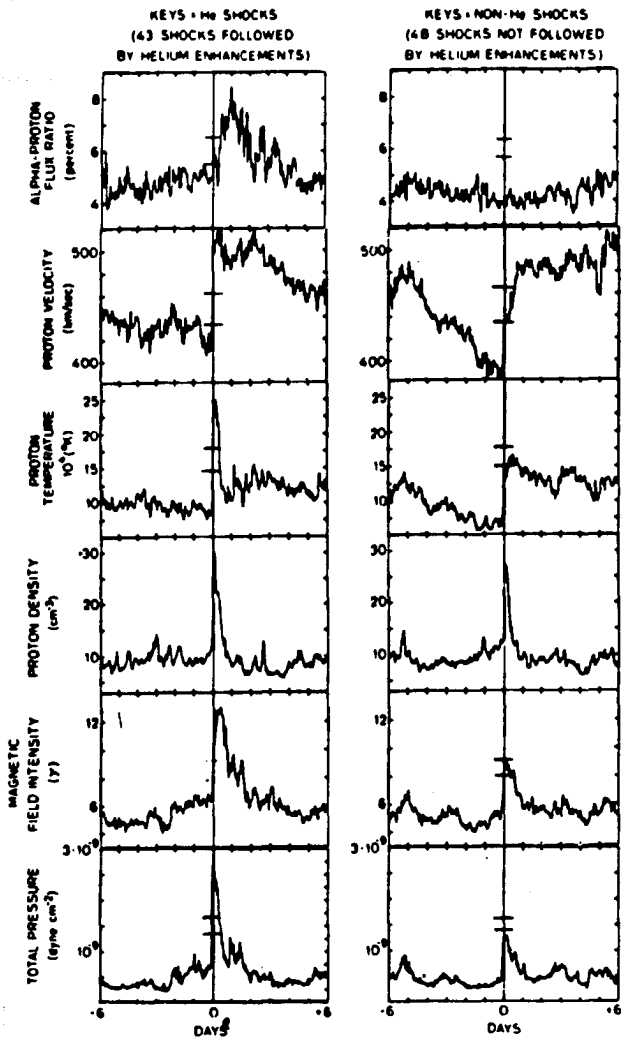


Fig.(3.7) Comparación de gráficos de abundancia de helio, de la velocidad en protones, de la temperatura y la densidad, de la intensidad del campo magnético, y de la presión total de los choques rápidos observados a 1 UA durante 1971 a 1978 : (izquierda) flujos chocados que mostraron un incremento de helio superior al 8% ; (derecha) flujos chocados que no manifestaron incrementos de helio. [tomada de Borrini y col.,1982]

Borrini et al (1982) publicaron un trabajo estadístico de 103 choques rápidos identificados a IUA entre 1971 y 1978, y los separaron entre los que tenían observaciones de incrementos de helio durante las 48 hrs posteriores al choque y los que no. La figura (3.7) muestra los resultados del trabajo. Se observa un comportamiento muy diferente en los choques seguidos por incrementos de helio a los choques que no lo tuvieron, lo cual de alguna forma indica el importante papel que el viento solar con helio puede tener en la estructura global del medio interplanetario, en la evolución dinámica del plasma y en los procesos cinéticos asociados con las ondas de choque interplanetarias [Richter,1985].

3.1. d) Densidad de flujo de energía cinética

En 1970, Hunhausen propuso una clasificación para las ondas de choque interplanetarias basada en la variación temporal observada de la densidad de flujo de energía cinética

$$f_k = \frac{1}{2} \rho V^3 \quad (3.3)$$

donde ρ es la densidad de masa del viento solar. En la figura (3.8) se

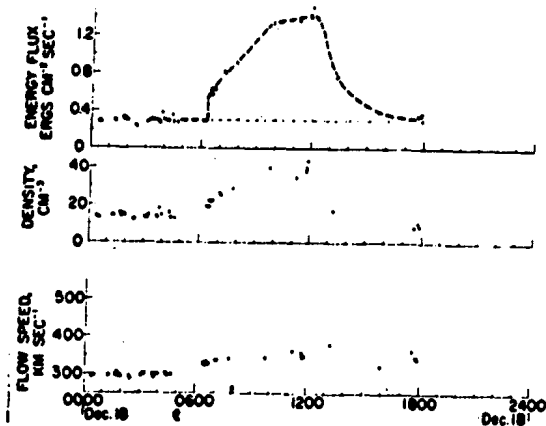


Fig.(3.8) La densidad de protones, la rapidez de flujo, y el flujo de energía cinética observado antes y durante la onda de choque interplanetaria del 18 de diciembre de 1965. Este es el prototipo del "evento-R". [tomada de Hundhausen,1972]

muestra cómo, a partir de las observaciones del satélite Vela 3 de la onda choque del 18 de diciembre de 1965, se puede inferir $f_k(t)$. En este evento la densidad del flujo de energía cinética continuó creciendo por encima del valor inmediato posterior al choque, durante 6 h aproximadamente y solamente después de esto empezó a decender hasta llegar a un nivel comparable al que tenía antes del choque. Las ondas de choque interplanetarias de este tipo, caracterizadas por un continuo aumento en $f_k(t)$, después del salto abrupto en el choque, fueron designadas como "eventos-R".

La figura (3.9) muestra las observaciones del satélite Vela 3 de un choque el 5 de octubre de 1965 (Golsling y col.,1968) y el $f_k(t)$ que se obtiene de estas observaciones [Hundhausen, 1972].

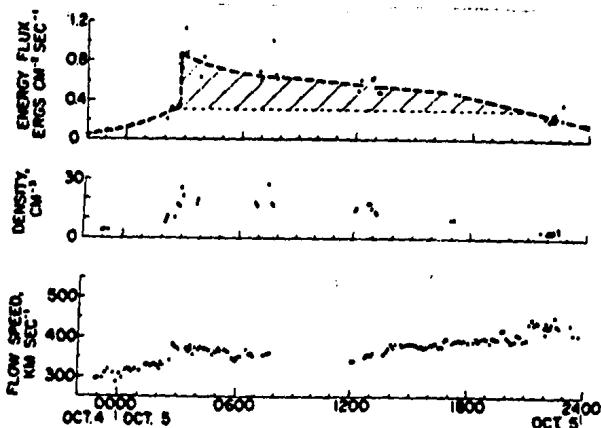


Fig.(3.9) La densidad de protones, la rapidez de flujo, y el flujo de energía cinética observadas antes y después de la onda de choque interplanetaria del 5 de octubre de 1967. Este es el prototipo del "evento-F". [tomada de Hundhausen,1972].

En este ejemplo, la densidad de flujo de la energía cinética decrece continuamente a partir del valor inmediato después del choque hasta que se alcanzó el nivel pre-choque, aproximadamente 18 h después del paso del choque. Las ondas de choque interplanetarias caracterizadas por una continua "caída" en $f_k(t)$ después del salto abrupto en el choque, fueron designadas

como "eventos-F".

Esta clasificación empírica propuesta por Hundhausen (1970) fue ampliamente aceptada debido a que parecía asociar a los choques "explosivos" y a los choques "empujados" (que son soluciones numéricas de choques interplanetarios, que se describen en el próximo inciso) con los eventos R y con los eventos F respectivamente.

3.2 SIMULACIÓN NUMÉRICA DE LOS CHOQUES INTERPLANETARIOS

Los primeros modelos del viento solar fueron, como siempre que se plantea un problema, lo más simple posible, esto es, hidrodinámicos y unidimensionales los cuales dieron resultados sorprendentemente satisfactorios, predijeron que la corona estaba en continua expansión supersónica y si no hubiera sido por algunos problemas con los valores del plasma predichos por los modelos y los medidos por los satélites, no hubiera sido necesario ir más lejos, a una solución de tipo MHD, tomando en cuenta al campo magnético y complicando enormemente las soluciones. Llegó un tiempo a pensarse que el problema del viento solar estaba casi resuelto y solo era necesario que Parker y colegas mejoraran un poco sus modelos, sin embargo, treinta años han pasado y el problema todavía sigue abierto.

Ha tenido un desarrollo paralelo el estudio de los choques en el medio interplanetario. A principios de los años setentas se hicieron los primeros modelos hidrodinámicos de la evolución de los choques en el medio interplanetario los cuales dieron resultados alentadores, sin embargo, las nuevas mediciones más completas y con mayor resolución, empezaron a añadir características que los modelos tenían que explicar, al mismo tiempo que la introducción del campo magnético en las ecuaciones complicó aún más las soluciones del sistema aumentando el número de variables y las dimensiones del problema, al grado tal de que actualmente todos los modelos de choques interplanetarios se realizan numéricamente. Este inciso describe brevemente los primeros modelos analíticos que se hicieron para simular la evolución de un choque conforme se propagaba en el medio interplanetario mediante el método de la autosimilaridad y los resultados de un modelo numérico bidimensional MHD realizado por Dryer et al (1980).

3.2. a) Método de la autosimilaridad

A partir de los resultados que se desarrollaron en el *capítulo I* parecería en principio que si uno conoce la velocidad de propagación del choque en el fluido y los parámetros iniciales del flujo no chocado, entonces el problema de la onda de choque propagándose en un fluido está resuelto. Sin embargo, en el *capítulo II* las características del sistema se supusieron en todo momento como constantes. En el medio interplanetario, al expandirse el viento solar en forma radial, la densidad decrece aproximadamente con el cuadrado de la distancia y el mismo choque al propagarse va cediendo energía al medio, por lo que para simular la propagación de un choque a través del medio interplanetario no es suficiente un sistema estacionario sino que necesariamente debe depender del tiempo debido a que el choque pierde energía, lo que significa que su número de Mach disminuye, además de que las características del medio no perturbado no son constantes sino que varían, como en el caso de la densidad, con la distancia.

Hay un libro que es citado en todos los primeros trabajos de los choques interplanetarios, el libro de Courant y Friedrichs (1948), donde se muestra el método de las ondas progresivas ó de la autosimilaridad para dar soluciones particulares al sistema de ecuaciones diferenciales parciales que se originan al plantear el caso de un choque no estacionario. La utilidad de la teoría de la similaridad radica en que se pueden obtener dos soluciones diferentes en forma analítica solamente modificando la forma de suministrar la energía para formar el choque. Por un lado la teoría de la autosimilaridad permite una solución particular analítica en el caso especial de que un choque producido por una explosión (por ejemplo, el caso de un onda de choque producida por una bomba atómica). En este caso la perturbación se produce mediante una explosión violenta donde el tiempo de inyección de energía es muy corto comparado con el tiempo de propagación (el tiempo que le toma viajar al choque 1 UA), es por ello que a este tipo de soluciones le llamaron onda "explosiva". Originalmente se creía que esta solución era adecuada para aquellos choques que se daba por hecho que se generaban al estallar las ráfagas grandes. Parker (1961,1963) fue el primero en introducir, mediante la teoría de la autosimilaridad, la teoría de choques a la física solar para simular los choques interplanetarios que se pensaba generaban las ráfagas cuando explotaban. La otra solución analítica es cuando la perturbación se produce por una "inyección" de energía que en

principio dura un tiempo muy grande, del orden del que le tomaba al choque propagarse, esto se creía que representaba el choque formado al iniciarse la emisión de una fuente de corriente rápida al medio interplanetario (cuando "nace" un hoyo coronal). El flujo rápido inyectado alcanza al viento lento solar ambiente y se forma el choque interplanetario.

Esto es, mediante el uso de la teoría se pueden obtener dos soluciones analíticas particulares para dos casos límites : en un caso la energía total de la onda de choque es constante ya que le fue suministrada en un tiempo muy corto, esto quiere decir que la perturbación se produjo por una explosión; en el otro caso la energía de la onda de choque aumenta con el tiempo, esto quiere decir que después de haberse producido el choque su "fuente" le sigue suministrando energía. La evolución de ambos tipos de choque es diferente por lo que de las observaciones de los choques interplanetarios podrían inferir su origen, es decir, si fueron producidos por una explosión o por una fuente que le suministro energía durante un tiempo muy grande. Sin embargo el caso más general y físicamente más interesante, cuando el tiempo de inyección de energía no es muy corto ni mismo del orden del tiempo de propagación, solamente puede resolverse mediante métodos numéricos.

A continuación daremos una breve descripción del método de la autosimilaridad (para mayor información se recomienda consultar el libro de Courant y Friedrichs (1948)). Para describir la evolución de un choque en el medio interplanetario aunque se trate de la aproximación más simple, el sistema no puede ser estacionario como se mencionó anteriormente, sin embargo no se toman en cuenta los efectos debidos al campo magnético. Las ecuaciones básicas que describirían un viento solar ambiente son las mismas que las del capítulo II que describen el estado de un fluido, esto es, la de masa, la de continuidad y la que nos dice que el flujo es adiabático pero expresadas en coordenadas esféricas y suponiendo que el flujo tiene simetría esférica.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\rho u}{r} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial (P \rho^{-\gamma})}{\partial t} + \frac{\partial (P \rho^{-\gamma})}{\partial r} \quad (3.6)$$

Consideremos que por el se propaga una onda de choque cuya posición está dada por :

$$r = R(t) \quad (3.7)$$

Esta perturbación tiene una energía que es acarreada por la onda mientras se propaga :

$$E = 4\pi \int_0^{R(t)} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{1}{\gamma-1} P \right) r^2 dr \quad (3.8)$$

Por otro lado, la energía es una función del tiempo. Como se mencionó anteriormente, depende de la forma en que fue cedida por la fuente, esto es, si fue de manera explosiva o de manera continua

$$E = E_0 t^s \quad (3.9)$$

(el límite explosivo está dado por $s=0$ y el límite continuo es cuando la energía aumenta linealmente en el tiempo, $s=1$)

Las ecuaciones anteriores junto con las ecuaciones de Rankine-Hugoniot discutidas en el capítulo II conforman un sistema de ecuaciones diferenciales parciales, que dependen tanto de la distancia radial con respecto al Sol como del tiempo. El método de las ondas progresivas consiste en proponer una solución particular al sistema de la forma :

$$u = \alpha r t^{-1} U(\eta) ; \quad \rho = r^k \Omega(\eta) ; \quad P = \alpha^2 r^{k+2} t^{-2} P(\eta) \quad (3.10)$$

[Parker, 1961; Hundhausen, 1972; Dryer, 1974; Pizzo, 1985], donde las soluciones son funciones, ahora de un único parámetro η , que se llama parámetro de similaridad y donde $\eta = r/R(t)$. Mediante este cambio, al sustituir en el sistema inicial de ecuaciones parciales, éste se convierte en un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias el cual se resuelve numéricamente ó dándoles valores apropiados a las constantes.

El choque se propaga a través del medio interplanetario para el cual, como la expansión es prácticamente radial la densidad disminuye con el cuadrado de la distancia

$$\rho_0 = \rho_c r^{-2} \quad (3.11)$$

(ρ_0 = densidad del medio no perturbado ; ρ_c = densidad de la corona). Hundhausen (1972) describe los resultados obtenidos a partir de resolver el sistema utilizando el método de la teoría de la autosimilaridad. El sistema se puede resolver analíticamente sólo mediante aproximaciones. En un caso, la energía de la onda de choque se suministra explosivamente en un tiempo muy corto, por lo que su energía es constante durante todo su desplazamiento; a esto se le llama choque explosivo. Por otro lado, el caso del choque al que su fuente le suministra energía durante su propagación y a este límite se le llama choque impulsado. La figura (3.10) muestra cómo los cambios de densidad producidos por un choque empujado son diferentes a los que produce un choque explosivo. Mientras que en el primero la densidad crece después del paso del choque, en segundo decae monótonamente después del choque.

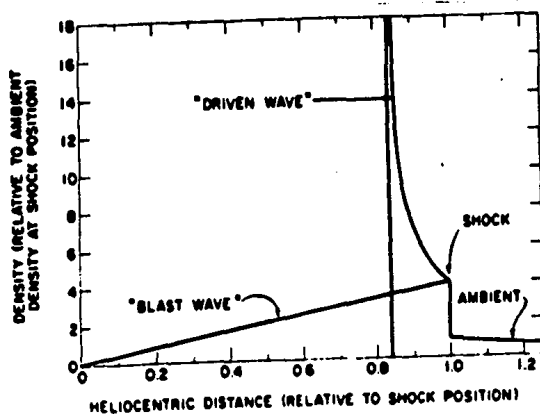


Fig.(3.10) Soluciones autosimilares (densidad contra distancia heliocéntrica) para choques interplanetarios. La onda "guiada" tiene una energía que se incrementa linealmente con el tiempo, la onda "explosiva" tiene energía constante. [tomada del HUNDHAUSEN, 1972]

é

La figura (3.11) es una muestra de las soluciones numéricas de los mismo límites, nuevamente se observa que en el caso de la onda impulsada la densidad aumenta monótonamente detrás del choque hasta que se obtiene una discontinuidad que separa al viento solar ambiente comprimido del material

introducido en la perturbación inicial a $t=0$. La onda se mueve con una rapidez casi constante y tiene una energía que aumenta linealmente con el tiempo. Por otro lado, en el caso "explosivo", la densidad disminuye monótonamente después del choque hasta cierta distancia, se mueve con un decaimiento constante en su velocidad de propagación y su energía es constante (incluyendo la gravitacional) [Hundhausen, 1972].

Después de los primeros modelos hidrodinámicos para la propagación de choques en el medio interplanetario, se comenzaron a realizar modelos MHD que se trabajaron ya sea con el método de la autosimilaridad o bien numéricamente. La solución analítica en el caso MHD es simplemente una extensión del método de la autosimilaridad al problema MHD y una descripción cualitativa de éste se puede encontrar en el artículo de Dryer (1974).

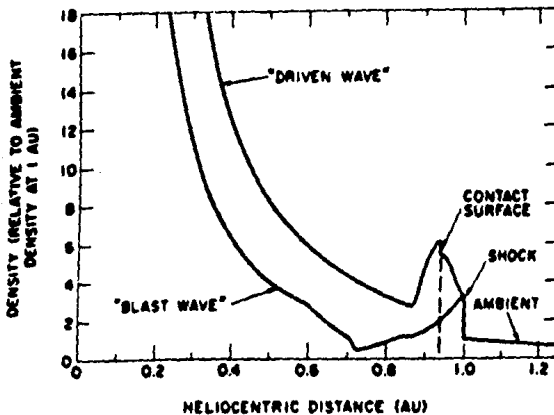


Fig.(3.14) Soluciones numéricas (densidad contra distancia heliocéntrica) para choques interplanetarios. La onda "guiada" y la onda "explosiva" tienen las mismas definiciones de la figura anterior. (tomada del Hundhausen, 1972) .

3.2. b) Ejemplo de solución numérica

Dryer et al (1980) desarrollaron un modelo numérico bidimensional MHD simulando las dos clases de choques que hemos descrito en el inciso anterior: el explosivo y el impulsado. Esto es, en un caso un choque producido por un destello solar y por el otro lado, un choque producido por

una corriente de plasma de alta velocidad generada por el nacimiento de un hoyo coronal.

El primer paso es conocer las características del medio por el cual se va a propagar la perturbación, esto es, cómo es el medio interplanetario ambiente por el cual se va a propagar la onda de choque, para ello se resuelve un sistema de ecuaciones MHD : la ecuación de conservación de la masa, la de movimiento, la de inducción del campo magnético, de la ley de Gauss magnética y la ecuación de energía. A este sistema de ecuaciones diferenciales se le imponen como condiciones a la frontera, las observaciones conocidas del medio interplanetario a 1 UA a la altura de la eclíptica (para densidad, temperatura, velocidad y campo magnético radial y azimutal respectivamente: $n=13 \text{ cm}^{-3}$, $T=3.1 \times 10^6 \text{ K}$, $V_r=395 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, $V_\theta=0.29 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, $B_r=2.15 \gamma$, $B_\theta=0.82 \gamma$). Con estas condiciones como valores frontera se resuelve el sistema de ecuaciones MHD en forma numérica para ir obteniendo las características "internas" del medio interplanetario, esto es, los valores de los parámetros del viento solar y del campo magnéticos dentro de 1 UA ($215 R_\odot$) hasta una distancia aproximada de $18 R_\odot$. Después de integrar numéricamente Dryer y col. (1980) obtienen como condiciones a $18 R_\odot$ una densidad de $n_0=2.6 \times 10^3$, una temperatura $T_0=1.06 \times 10^6 \text{ K}$, una velocidad radial de $V_{r0}=250 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, una velocidad azimutal de $V_{\theta0}=3.3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, un campo magnético radial de $B_{r0}=300 \gamma$ y un campo magnético azimutal de $B_{\theta0}=-10 \gamma$. Esto constituye un medio interplanetario inicialmente estacionario que comienza a $18 R_\odot$ y cambia paulatinamente (con los valores obtenidos a partir de la integración numérica) hasta 1 UA, que tiene los valores medidos por los satélites y que han sido impuestos como condición frontera.

A este medio interplanetario estacionario se le "inyecta" un flujo supermagnetosónico en dirección radial alejándose del Sol a la altura de $18 R_\odot$, con una velocidad inicial de $1300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, lo cual significa que tiene un número de Mach alfvénico de 8.2 y un número de Mach sónico de 8.68, y con una "abertura" angular de 30° . Esto es, al medio inicialmente estacionario se le inyecta un flujo muy rápido en un determinado lugar del espacio y se estudia cómo evoluciona la perturbación. Esta perturbación rápidamente se empina y forma un choque, el cual evoluciona conforme las ecuaciones MHD y transforma al medio según las relaciones de Rankine-Hugoniot que son resueltas conjuntamente en forma numérica.

Esto es a muy grandes rasgos la idea del modelo el cual estudia dos

casos: en el primero se simula un choque explosivo en el cual el tiempo de inyección del flujo rápido es relativamente corto (1 h); en el segundo caso se simula un choque empujado en el cual el tiempo de inyección de flujo rápido es continuo y dura toda el tiempo de máquina (15h). A continuación se describen brevemente sus resultados :

i) Los resultados obtenidos por Dryer y col. para el choque explosivo se ilustran en la figura (3.12) que muestra la representación tridimensional

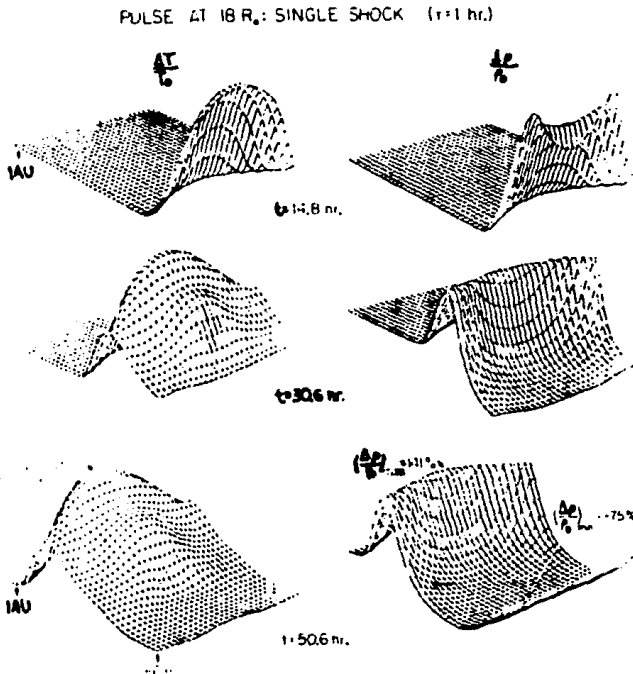
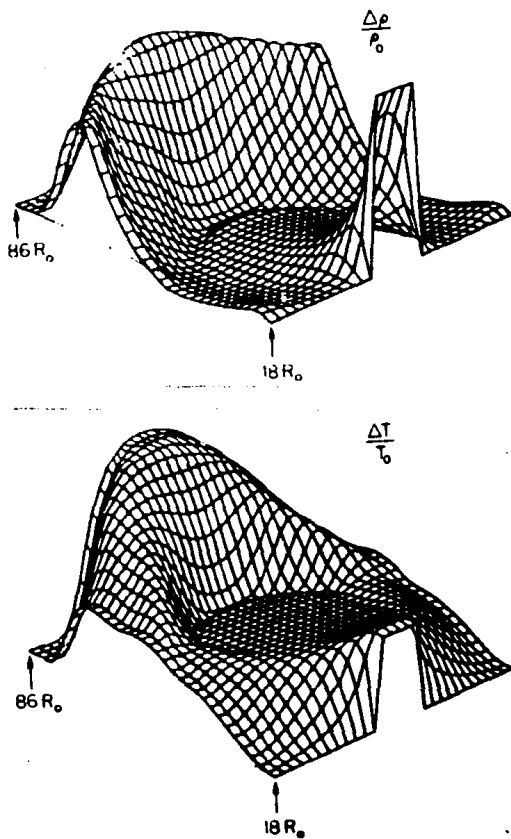


Fig.(3.12) Esquema tridimensional (en coordenadas cartesianas) de la perturbación normalizada, del incremento de la temperatura ($\Delta T/T_0$) (lado izquierdo) y del incremento en la densidad ($\Delta \rho/\rho_0$) (lado derecho). Dentro de un dominio ecuatorial solar a partir de 86 R_o hasta 1 UA (215 R_o) en aproximadamente 15 hrs., 31 hrs. y 51 hrs. después de haber inducido un choque producido por una ráfaga solar de duración de 1 hr. en la frontera interna de 18 R_o. (tomado de Dryer, 1980).

del cambio normalizado de la temperatura ($\Delta T/T_0$) y la densidad ($\Delta \rho/\rho_0$) para 15, 31 y 52 h después de haber introducido la perturbación a 18 R_o. La región del medio interplanetario graficada por dryer y col. abarca de 86R_o a 215R_o (1 UA). En la figura puede observarse que al tiempo t=31h, la

interacción del flujo rápido con el estado inicialmente estacionario del viento solar produce un aumento abrupto de temperatura y densidad. La perturbación se maximiza a las 5h cerca de 1 UA donde la temperatura cambia cerca de 1400% y la densidad del orden de 140%. Esta región de compresión y calentamiento es seguida por una región de rarefacción donde la densidad baja cerca de 75% y también aparece un enfriamiento.

Fig. (3.13) Esquema tridimensional (en coordenadas cartesianas) de las perturbaciones normalizadas de temperatura, ($\Delta T/T_0$) y densidad ($\Delta \rho/\rho_0$), dentro del plano ecuatorial solar de 18 R_0 a 86 R_0 a las 10 hrs. posteriores de haber introducido una corriente de alta velocidad durante un tiempo infinito ($\tau = \infty$) producido por un hoyo coronal. Ya que no se toma en cuenta la rotación de Sol, un gráfico más realista debería mostrar una ligera rotación hacia la izquierda ($\approx 6^\circ$) ya que la rotación angular solar es de aproximadamente 13.5° cada 24 h. (tomado de Dryer, 1980).



ii) Por otro lado, el choque impulsado se muestra en la figura (3.13). En donde se muestran las gráficas tridimensionales de los cambios normalizados de la temperatura, y de densidad, 10 h después de haber introducido la perturbación. Esta gráfica muestra una interesante diferencia

con la anterior. En este caso, en el choque empujado la temperatura baja monótonamente después del paso del choque, mientras que en el caso explosivo la temperatura tiene de hecho otro máximo después del choque y cae en forma desfasada con respecto a la caída de densidad.

Sin embargo el resultado más interesante que resaltan los autores es para la gráfica de ΔV y ΔB en la figura (3.14), que muestra los resultados

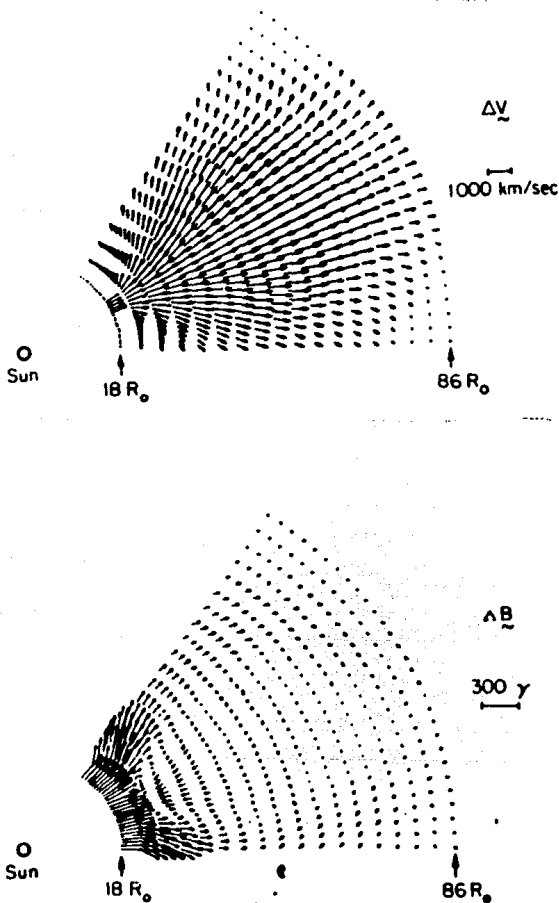


Fig. (3.14) Evolución de la perturbación vectorial en la velocidad ($\Delta V = V - V_0$) y en el campo magnético ($\Delta B = B - B_0$) para un hoyo coronal recién creado que genera una onda de choque que se describe en el texto. La extensión radial heliocéntrica (de $18 R_{\odot}$ a $86 R_{\odot}$) y la longitud ecuatorial solar ($\Delta \phi = 60^\circ$) se muestra en coordenadas polares para el tiempo $t = 10$ hrs. La inyección continua de energía y de momento a $18 R_{\odot}$ se indica mediante la notación, $\tau = \infty$.

del cambio en la velocidad y el campo magnético 10 horas después de haber introducido la perturbación. En la gráfica de B aparece un cambio de

polaridad en la región central del choque. Esto puede interpretarse como una región de nube aunque los autores tienen mucho cuidado en marcar que no se puede asegurar que exista reconexión magnética. La gráfica de velocidad muestra claramente el reflejo de una inyección continua de flujo rápido. Esto, sugieren los autores, puede ser consistente con los primeros reportes de observaciones de nubes de plasma (Burlaga y Kolin, 1980).

Tan solo aquí se han reseñado dos trabajos de una bibliografía que tiene más de tres décadas de trabajo. La simulación de choques en el medio interplanetario comenzó con los modelos unidimensionales e hidrodinámicos analíticos utilizando la teoría de la similaridad (Parker, 1961,1963) donde se obtuvieron las primeras soluciones para los casos de los choques impulsados y los choques explosivos. Después, la complejidad del sistema de ecuaciones hizo inevitable que comenzaran a simularse numéricamente para trabajar casos intermedios, esto es, cuando el choque no era ni explosivo ni impulsado. Una segunda aproximación fue considerar algunos efectos debidos al campo magnético. Primero tomando en cuenta pequeñas correcciones para mostrar cómo afectaba un choque (que seguía siendo hidrodinámico) al campo magnético espiral interplanetario, hasta modelar choques completamente MHD primero bidimensionales (como el de Dryer y col. (1980) que se discutió en este inciso) hasta formulaciones tridimensionales, siempre tomando el "background" que había dejado el programa de la simulación anterior.

Por ejemplo, si uno revisa la bibliografía de M. Dryer, que es uno de los pioneros en la simulación numérica de los choques interplanetarios, podrá encontrar claramente este camino : primero modelos unidimensionales hidrodinámicos, para pasar después a modelos MHD tridimensionales (Dryer, M., 1970; Dryer, M., 1971; Dryer, M., y Steinolfson, R.S., 1976; Dryer et al 1978 b; Dryer et al 1980).

Aún sin tomar en cuenta el campo magnético, la simulación de modelos multidimensionales para choques interplanetarios constituyó un gran avance puesto que pudieron simularse inyecciones de flujo direccionadas, la estructura de los flujos inyectados con una extensión angular finita, lo que significaba ya una forma geométrica real y además de la propagación radial de la onda de choque fue posible analizar su evolución latitudinal y longitudinal, esto es, cómo es que la masa, el momento, y la energía inyectada en un medio interplanetario ambiente evolucionaba espacialmente conforme la onda de choque se propaga. Así como el estudio de choques no

necesariamente radiales. Por otra parte, las anisotrópicas propiedades magnéticas del medio interplanetario imponen una cierta dependencia geométrica a la evolución del choque que solamente puede ser estudiada con modelos MHD. Sin embargo, los modelos teóricos distan todavía de poder simular correctamente las observaciones de los choques interplanetarios, es muy difícil simular un choque que contengan diferentes especies iónicas como los choques que contienen incrementos de helio, o simularlos en un medio interplanetario con corrientes rápidas y lentas alternantes, se ha encontrado que los choques en el viento solar no se comportan igual cuando están propagándose en una corriente rápida o si se están propagando en un corriente lenta del viento solar [Richter, 1985]. En general la falta de un rango tridimensional de observaciones interplanetarias hacen que los modelos se limiten a tratar de reproducir las observaciones que se tiene sobre la eclíptica y que especulen sobre sus propiedades a otras latitudes.

3.3 EL PROBLEMA DEL ORIGEN DE LOS CHOQUES INTERPLANETARIOS

Una de las primeras motivaciones para el estudio de los choques en el medio interplanetario fue el conocimiento de las posibles repercusiones que tendría el paso de una onda de choque por la Tierra. Las ráfagas son la primera manifestación de actividad violenta solar que se conoció. Uno de los principales objetivos del estudio de las relaciones Sol-Tierra es entender como se transfiere masa, momento y energía desde el Sol hacia la Tierra mediante el viento solar. Cómo los procesos que ocurren en la corona baja y liberan masa y/o energía, como son las ráfagas, las protuberancias eruptivas, y las eyecciones de masa coronal (EMC), se relacionan con eventos que pasan por la Tierra, de uno a seis días después de que han ocurrido estos, como ondas de choque o cambios distintos en los parámetros del plasma. Esto es, el objetivo del estudio de las relaciones Sol-Tierra es entender las relaciones de causa y efecto en la interacción del Sol con el viento solar.

Después de la explosión de una ráfaga muy intensa se sabía que en la Tierra se producían tormentas geomagnéticas y auroras boreales, es por ello que después del reconocimiento de los primeros choques que viajan en el viento solar la asociación más obvia fue con las ráfagas solares. En la introducción de este capítulo se describió brevemente la enorme cantidad de

energía que se libera al estallar una ráfaga. La sección 4.3 hace referencia al trabajo de Gold (1955) como el primero en sugerir que al producirse estallidos de ráfagas violentas se formaba una onda de choque acompañada de una nube de plasma en la atmósfera del Sol. A principios de los 70's nadie dudaba de que las ráfagas producían choques interplanetarios, incluso el capítulo 6 del libro de Hundhausen (1972) se titula "Ondas de choque interplanetarias producidas por ráfagas" y muchos de los trabajos de simulación numérica de choques interplanetarios se referían a los choques explosivos indistintamente como los choques generados por ráfagas.

La asociación de las ondas de choque con ráfagas tuvo desde un principio muchos problemas, cuando un choque era registrado por algún satélite, orbitando la Tierra o en el medio interplanetario, se buscaba si en los registros de ráfagas en el Sol había alguna que hubiera podido producir el choque. Sin embargo ocurrían cosas paradójicas : por lo general había siempre más ráfagas que choques, esto es, el choque podía asociarse a alguna ráfaga o a todas o a ninguna, en algunas ocasiones un choque se asociaba al estallido de un ráfaga muy pequeña y contrariamente ocurrían explosiones muy violentas sin que se observara un choque en lo absoluto. En otras ocasiones había choques sin que ninguna de las ráfaga observadas desde la Tierra hubiera podido producirlos. Posteriormente ante los serios problemas que aparecieron se trató de asociar los choques con protuberancias eruptivas, encontrándose problemas semejantes. El problema de la asociación de perturbaciones a gran escala del viento solar a ráfagas y filamentos eruptivos es que siempre el número de éstos es mayor que el número de choques. Además, las observaciones de los flujos transitorios de masa coronal por los satélites Skylab, OSO, Solwind, y SMM parecen mostrar que lo que se daba por hecho en los setentas, que las ráfagas producen choques interplanetarios, no es tan cierto como se creía.

Pero desde siempre la asociación entre eventos solares ha tenido muchas dificultades y como lo describe Neugebauer (1990) el problema del estudio de las relaciones Sol-Tierra puede dividirse en tres grupos : 1) No se tienen los datos suficientes, esto es, la observación del Sol se ha visto limitada por diversos factores desde geométricos hasta problemas temporales en el funcionamiento de los aparatos; 2) Hay demasiada actividad solar, lo que hace muy difícil determinar una relación de causa-efecto, a la observación de una perturbación en el medio interplanetario a la altura de la Tierra en

muchas ocasiones hay una gran cantidad de eventos que ocurrieron en la atmósfera del Sol entre 1 y 4 días antes y que se le podrían asociar con su origen; 3) Todavía no entendemos muy bien la física del problema, esto se debe a que hay muchas imprecisiones en la interpretación de las imágenes de las EMC; como éstas solamente se pueden observar partir de $1.5 R_{\odot}$ entonces no ha sido posible entender el mecanismo que las genera en la atmósfera baja del Sol. Por otro lado no es fácil distinguir el material transitorio que se propaga a través del medio interplanetario del viento solar ambiente a menos que la perturbación sea muy obvia. Finalmente los modelos teóricos de propagación de las perturbaciones en el medio interplanetario no son todavía lo suficientemente buenos como para ayudar a resolver el problema.

Sin embargo, la correlación entre las observaciones en luz blanca de eyecciones de masa coronal y las ondas de choque rápidas observadas por la nave espacial Helios 1 durante 1979-1983, cuando ésta pasó la mayor parte del tiempo sobre los limbos este y oeste solares, parecen mostrar (lo que es actualmente aceptado) que las ondas de choque rápidas observadas dentro de 1UA se producen por las eyecciones de masa coronal (EMC). Pero lo contrario no es cierto, esto es, se observan mucho más EMC que choques. [Richter et al, 1985]. Schween (1983) y Sheeley et al (1983 y 1985) demostraron la relación cercana entre las EMC y los choques. En el caso de que la posición de la sonda espacial observadora esté incluida en la extensión angular de la EMC, la probabilidad de detección es casi de 100% cuando la velocidad de la EMC excede los 400 km/s. [Bravo, 1989]. Esto se ha confirmado con varios análisis correlativos entre observaciones ópticas y de radio, así como de observaciones en el medio interplanetario, que parecen establecer que los choques rápidos transitorios dentro de 1UA son producidos por las EMC. Sin embargo, el origen y los procesos que producen las ondas de choque interplanetarias no es claro todavía.

En un estudio extenso de los datos de 1973 del Skylab, Munro y col. (1979) encontraron que 34 de 77 EMC se podían asociar con ráfagas y con filamentos eruptivos más frecuentemente (véase también Poland y col. (1981)). Recientemente, Sawyer y col. (1984) realizaron un estudio utilizando los datos del Skylab y lo del SMM y verificaron estas asociaciones con protuberancias eruptivas pero también encontraron que prácticamente un número igual de EMC no estaban asociadas con algún evento explosivo visible cerca de la superficie. Según Wagner (1984), entre 10 y

17% de las EMC se han asociado con ráfagas, del 30 al 34% con protuberancias eruptivas y entre 30 y 48% no se han podido relacionar con eventos cercanos en la superficie (vease figura (3.15)) [Bravo,1989].

Recientemente se han propuesto que los hoyos coronales inestables de latitudes bajas como posibles fuentes de perturbaciones a gran escala en el medio interplanetario (Hewish et al,1985) donde se han encontrado buenos resultados asociando estos a las fuentes de perturbaciones solares y a algunas eyecciones de masa coronal (EMC) específicas que están asociadas a choques interplanetarios como lo estableció Sheeley et al (1985). Actualmente es aceptado que los flujos de corrientes de alta velocidad producidos por grandes y estables hoyos coronales de bajas latitudes son los responsables de las perturbaciones geomagnéticas recurrentes, pero los inestables, de corta vida, o hoyos de cambios rápidos no ha sido discutido [Bravo et al,1990].

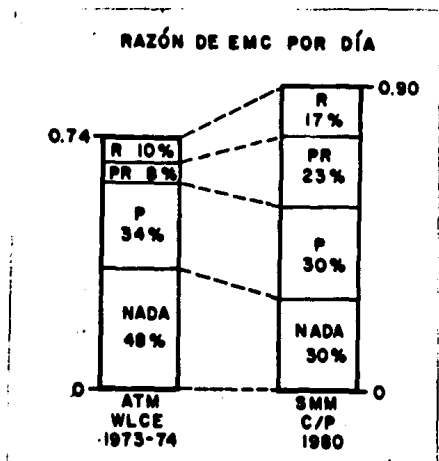


Fig.(3.15) Asociación de EMC con ráfagas (R), protuberancias eruptivas (P) y protuberancias y ráfagas (PR). El recuadro indicado con nada se refiere a EMC en las que no se observó ningún evento en la superficie. La columna de la izquierda se refiere al Skylab y la de la derecha al SMM. Estos datos incluyen también los eventos estimados detrás del limbo. [tomada de Wagner, 1984]

CONCLUSIONES

Las ondas de choques interplanetarias son un problema que tiene 30 años de estudio. Nació con los primeros registros de plasma y campo magnético en el medio interplanetario a finales de la década de los sesentas, aunque su reconocimiento como un fenómeno transitorio cotidiano en el viento solar ocurrió a principios de los setentas. De su estudio han surgido sobre todo nuevas preguntas y quizá la que fue la primera en ser formulada sigue aún sin respuesta : ¿Cómo se originan? . En la asociación entre eventos solares y las ondas de choque interplanetarias sigue aún siendo incierta. Pese a que es ya aceptado que los choques interplanetarios están asociados con EMC, no se entiende todavía cómo surgen las EMC y como éstas se asocian con las ondas de choque interplanetarias, ni tampoco la relación que existe entre las EMC con otros eventos solares : ráfagas, la erupción de protuberancias, los cuales liberan enormes cantidades de masa y/o energía hacia el medio interplanetario.

La tesis pretendió mostrar cómo se reconocieron las ondas de choque viajeras interplanetarias y los primeros modelos cualitativos para explicar las observaciones, cómo las observan y cómo las registran los satélites en el medio interplanetario. El estudio de los choques interplanetario está por cumplir tres décadas. Los primeros registros de choques de mediados de los sesentas, han sido completados por nuevas misiones, satélites equipados con mejores aparatos, con mayor resolución y más número de datos, al grado de que los satélites actuales proporcionan toda la información que se necesita para modelar y corroborar el modelaje del medio interplanetario a gran escala. Pero sin embargo, son todavía insuficientes para entender la compleja dinámica que han mostrado las ondas de choque y su asociación con otros eventos solares.

El medio interplanetario ésta totalmente permeado de plasma lo cual lo hace por si mismo un laboratorio único para el estudio de las perturbaciones en un plasma magnetizado sin colisiones. Los primeros modelos del medio interplanetario, fueron modelos hidrodinámicos que dieron resultados sorprendentemente buenos, como el hecho de predecir que el medio

interplanetario estaba permeado por un flujo supersónico que se alejaba del Sol y al cual se le llamó viento solar. Lo que podría denominarse como la primera aproximación para modelar las características de la dinámica macroscópica del medio interplanetario. Esto pese a que el uso de las ecuaciones de la mecánica de fluidos ideales en un sistema como el medio interplanetario implica serios problemas conceptuales debido al hecho de que la muy baja densidad del medio.

La segunda generación de modelos de choques en el medio interplanetario son modelos MHD, esto es, tratando al medio interplanetario como un medio magnetohidrodinámico, un fluido altamente conductor "sumergido" en un campo magnético externo, donde el número de variables para describir el sistema aumenta considerablemente. Nuevamente, como en el caso de la mecánica de fluidos, las ecuaciones MHD describen el modelo macroscópico del medio interplanetario, pese a que su uso tiene serias interrogantes físicas. Este un campo abierto todavía y la justificación del uso de las ecuaciones MHD al medio interplanetario todavía no se comprende claramente.

La modelación de las ondas de choque propágandose en el medio interplanetario sigue siendo muy limitada; los enormes programas actuales, pese a ser ya tratamientos tridimensionales MHD de la propagación de los choques interplanetarios, están muy lejos todavía de reproducir la cantidad y la diversidad de las sutilezas de los registros del medio interplanetario. Pronto, las primeras simulaciones para los choques interplanetarios, que fueron hidrodinámicas e unidimensionales y que se podían resolver analíticamente en casos especiales, pasaron a la historia, dejando la base a los modelos posteriores, los cuales son, inevitablemente, numéricos.

El problema de la modelación de las ondas de choque transitorias en el medio interplanetario es numérico; el sistema de ecuaciones, aunque simplificado, no puede ser resuelto en forma analítica y tiene que ser necesariamente resuelto usando la computadora. En México, la Física Espacial cuenta todavía con muy pocos investigadores que necesariamente abarcan un área todavía pequeña de trabajo para el inmenso campo que comprende todo el conocimiento y desarrollo de esta disciplina. La simulación numérica de las ondas de choque viajeras en el medio interplanetario es un campo que todavía está por abrirse.

El enorme tamaño de los choques interplanetarios hace necesario conocer su estructura tridimensional, para la cual no se tienen todavía suficientes registros. Pese a que el estudio del medio interplanetario se ha visto

impulsado por el incremento en la cantidad y la calidad de las observaciones y nuevas misiones han sido enviadas a "medir" el medio interplanetario, la compleja dinámica del Sol y la estructura inhomogénea y anisotrópica del medio interplanetario hacen necesarias más mediciones y una mayor cobertura geométrica en el estudio del medio interplanetario. Se espera que la misión recientemente lanzada en 1990, Ulysses, que orbitará casi en un plano ortogonal a la eclíptica proporcione algunas repuestas y seguramente muchas, muchas nuevas preguntas.

APENDICE 1

PROPIEDADES DEL SOL Y DEL VIENTO SOLAR

tabla 1 : PROPIEDADES DEL SOL

$$R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$$

$$M_{\odot} = 1.99 \times 10^{30} \text{ g}$$

$$g_{\odot} = 274 \text{ m s}^{-2}$$

tasa de energía generada en el núcleo	$3.8 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
radiación emitida en la superficie	$6.3 \times 10^{10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
velocidad de escape	$6.2 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$
campo magnético general cerca de algún polo del Sol	1 ó 2 gauss
velocidad angular de rotación (a la latitud de 16°)	$2.9 \times 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$
distancia promedio a la Tierra (1 unidad astronómica)	$1.49 \times 10^{13} \text{ cm}$ ≈ 215 R_{\odot}

<u>Fotosfera</u>		<u>Cromosfera</u>	
temperatura	6000° K	temperatura	10^4° K
densidad	$10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$	densidad	$(10^{-9} - 10^{-10}) \text{ g cm}^{-3}$
espesor	300 km	espesor	8000 km
		<u>Corona</u>	
		temperatura	$2 \times 10^6^{\circ} \text{ K}$
		densidad	$(10^{-14} - 10^{-17}) \text{ g cm}^{-3}$

tabla 2 : PROPIEDADES DEL VIENTO SOLAR *1

parámetro medido	valor típico a 1 UA	corrientes rápidas	variación con la distancia r
composición de iones	≈96% H * ≈4% He **	?	cte
velocidad flujo	≈400 km/s radial	≈750 km/s radial	cte
campo magnético	5×10 ⁻⁵ G orientado en el plano de la elíptica a 45° de la dirección radial	?	componente radial α r ⁻²
densidad	≈6 protones cm ⁻³	≈4 protones	α r ⁻²
<u>temperaturas:</u>			
protones	≈4-10 × 10 ⁴ °K	≈2×10 ⁵ °K	α r ^{-b} ; ($\frac{2}{7} \leq b \leq \frac{4}{3}$)
electrones	≈10-20 × 10 ⁴ °K	≈10 ⁵ °K	α r ^{-a} ; ($\frac{2}{7} \leq a \leq \frac{4}{3}$)
<u>velocidades (km/s):</u>			
velocidad de Alfvén C _A =B/(4πmpn) ^{1/2}	≈50		(1 + r ⁻²) ^{1/2}
sónica de iones C _s =[(5/3)k(T _e +T _p)/m _p] ^{1/2}	≈50		(r ^{-b} + λr ^{-a}) ^{1/2}
Térmica (protones) V=(3kT _p /m _p) ^{1/2}	≈50		r ^{-a/2}
Térmica (electrones) V=(3kT _e /m _e) ^{1/2}	≈2000		r ^{-b/2}

* datos tomados de (Barnes,1979) y (Hundhausen,1972).

BIBLIOGRAFIA

INTRODUCCIÓN

Encuentro con una estrella,
Bravo, Silvia,
F.C.E., México, 1987.

Radio exploración del Sol,
Smith, A.,
Van Nostrand momentum books, México, 1969.

University Astronomy,
Pasachoff, J.M., y Kutner, M.L.,
W.B. Sanders Company, 1978.

Coronal expansion and the solar wind,
Hundhausen, A.,
Springer Verlag, 1967

CAPÍTULO I

Waves. Berkeley physics course - volume 3,
F.S. Crawford,
Mc graw - Hill book company, 1968.

The Feynman Lectures on physics - volume 1,
R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands,
Addison-Wesley publishin company, 1977.

Textbook of physics,
R. Kroning, P. Van Der Leeden,
Pergamon Press, 1959.

Waves: A mathematical an aproach to the common types of wave motion,
C.A. Coulson, A. Jeffrey,
Oliver and Boyd, 1961.

Fundamental Mechanics of fluids,
I.G. Currie,
Mc graw - Hill book company, 1974.

Fluid Mechanics - course of theoretical physics volume 6,
L.D. Landau, E.M. Lifshitz,
Pergamon press, 1979.

The Feynman Lectures on physics - volume 1
R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands,
Addison-Wesley publishing company, 1977.

Elements of gasdynamics and the classical theory of Shock Waves
Zel'dovich, Ya.B., Raizer Yu.P.,
Academic Press, 1968.

Plasma physics in theory and application, Kukul W. (Eds)
MHD characteristics and shock waves,
Kantrowitz, A. y Petschek, H.E.
McGraw-Hill, 1966.

Magneto - Fluid Mechanics,
Ferraro, V.C.A., Plumton, C.,
Oxford, 1966.

An introduction to Magnetohydrodynamics,
Roberts, P.H.,
Logmans, 1967.

Plasma dynamics,
Boyd, T.J.M. y Sanderson, J.J.,
Nelson, 1967.

Coronal expansion and the solar wind,
Hundhausen, A.,
Springer Verlag, 1967.

Hidromagnetic waves and discontinuities in the solar wind
Burlaga, L.F.,
Space Science review 12 (1971) 600-657.

Ondas de choque en magnetogasdínámica,
Peréz, Román,
Tesis profesional, UNAM, 1973.

Ondas de choque MHD,
Bravo, Silvia,
Comunicaciones internas IGFUNAM, 1989.

A textbook of Magtohydrodynamics,
Schercliff; J.A.,
Pergamon press, 1965.

Space Physics,
White,
1970.

REFERENCIAS

- Ballester, J., L., y Kléczek, J.,:1985, *Inves. y Ciencia* **40**, 169.
- Barnes, A., *Solar System Plasma Physics Volume I*, Parker, E., N., Kennel, C., F., Lanzerotti, I., J., (Eds.):1979, North-Holland Publishing Company, caps. 1,2,3.
- Bohlin, J., D.,:1977, *Solar Phys.* **51**, 377.
- Bravo, S.,:1988 (a), *Ciencia* **39**, 131-139.
- Bravo, S.,:1988 (b), *Ciencia* **39**, 289-299.
- Bravo, S.,:1989, *Ciencia* **40**, 169-181.
- Bravo, S., Mendoza, B., y Peréz, R.,:1991, *Jou. of Geoph. Research.*
- Burlaga, L. F.,:1968, *Solar Phys.* **4**, 67.
- Burlaga, L. F.,:1970, *Cosmic Electrodyn.* **1**, 233.
- Burlaga, L. F.,:1971, *Space Sci. Rev.*, **12**, 600.
- Burlaga, L. F., Klein, L.,:1980, *Geophys. Res. Lett.*
- Borrini, G., Gosling, J. T., Bame, S. J., Feldman, W. C.,:1982, *J. Geophys. Res.*, **87**, 4365.
- Chao, J. K., Lepping, R. P.,:1973, in *Proc. Conf. on Flare-produced shock waves in the corona and interplanetary space, september 1972, Nat'l. Center for Atm. Res./HAO.*
- Dryer, M.,:1968, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4875.
- Dryer, M.,:1970, *Cosmic Electrodyn.*, **1**, 348.
- Dryer, M.,:1971, *Cosmic Electrodyn.*, **2**, 246.
- Dryer, M.,:1974, *Space Sci. Rev.*, **15**, 403-468.
- Dryer, M., Wu, S. T.,⁶ y Han, S. M.,:1980, *Geof. Internacional*, **19**, 1-15.
- Fenimore, E. E.,:1980, *Astrophys. J.*, **235**, 245.
- Gold, T.,:1955, *Gas Dynamics of Cosmic Clouds*, p.103.

Gosling, J.T., Asbrige, J.R., Bame, S.J., Hundhausen, A.J., Strong, I.B.: 1972, *Solar Phys.*, **23**, 467.

Hewish, A., SJ Tapping, GR Gapper,: 1986, *Nature*, **314**, 137.

Hirshberg, J., S., Bame, S., J., y Robbins, D., E.,: 1972, *Sol. Phys.*, **23**, 467.

Howard, R., A., Sheeley Jr, N., R., Koomen, M., J., Michel, D., J.,: 1985, *J. Geophysical Res.* **90**, 8173.

Hundhausen, A.J., Bame, S.J., Montgomery, M.D.: 1970, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4631.

Hundhausen, A., *Coronal expansion and the solar wind*, Springer Verlag, 1972.

Hundhausen, A.J.: 1973, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2035.

Hundhausen, A.J.: 1987, *Proceedings of the sixth International Solar Wind Conference*, V.J. Pizzo, T.E. Holzer & D.G. Sime (EDS.T), East park, Colo, USA.

Jeffrey, A. y Taniuti, T.: 1964, *Non-linear Wave Propagation*, Academic Press, New York.

Kennel, RF, in *Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current reseachr.* Edited by BT Tsurutani, RG Stone., *American Geophysical Union*, 1985.

Krieger, A., S., Timothy, A., F., Roelof, E., C.,: 1973, *Solar Phy.* **207**, 761.

Lepping, R.P.: 1972, *J. Geophys. Res.*, **77**, 2957.

Munro, R., H., Jackson, B., V.,: 1967, *Astrphys. Jou.* **213**, 874.

Ogilvie, K.W. y Burlaga, L.F.: 1969, *Solar Phys.* **8**, 422.

Parker, E.N.: 1961, *Astrophys. J.*, **133**, 1014.

Parker, E.N.: 1963, *Interplanetary Dynamical Processes*, Interscience, New York.

Pizzo, V.J., *Collisionless Shocks in the heliosphere: Reviews of Current Research*, B.T. Tsurutani y R.G. Stone (eds.): 1985, *Geophy. Monograph* **35**, 51-68.

Porshe, H. (ed.), *10 YEARS HELIOS*, publication celebrating the 10th anniversary of launch of Helios on December 10 1974, Germany, 1984.

Pudovkin, M.I., Aitseva S.A., Benelevska E.E.,: 1979, *J. Geophys.*, **84**, 6649.

Poland, A.J., R.A. Howard, M.J., Koomen, M.J., Michels, D.J., Sheeley, N.R.,:1981, 69, 169.

Richter, A.K., Hsieh, K.C., Luttrell, A.H., Marsh, E. y Schewenn, R., *Collisionless Shocks in the heliosphere: Reviews of Current Research*, B.T.Tsurutani y R.G.Stone (eds.):1985, *Geophy. Monograph* 35, 33-50.

Sagdeev, RZ, CF Kennel,:1991, *Scientific American*, April 1991,106.

Sawyer, C.B., WJ Wagner, AJ Hunhausen, LJ House, RM Illing: 1984, *J. Geophys. Res.*, 89, 2639.

Shewenn, R.:1983, *Space. Sci. Rev.*, 34, 85.

Sheeley, N.R., R.A. Howard, MJ Koomen, DJ Michels, R Schween, KH Mulhauser, Rosenbauer,:1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 163.

Wagner, WJ,:1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 267.

Unti, T.W. y Neugebauer, M.:1968, *Phys.Fluids* 11, 563.

Webb, D., F., Hundhausen, A., J.,:1987, *Solar Physics* 108, 383.